PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 19. 1. Oktober 1912. Redaktionsschluß für No. 20 am 1. Oktober 1912. 13. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

P. Zeeman u. C. M. Hoogenboom, Elektrische Doppelbrechung in einigen künstlichen Wolken und Dämpfen. S. 913.

W. G. Cady u. F. G. Benedict, Die magnetische Reaktion einer zwischen den Polen eines Magnets kreisenden Kupferscheibe. S. 920.

D. Roschansky, Über die Löschwirkung des Funkens auf gekoppelte Schwingungen. S. 931.

Fr. Hauser, Über die Anfangsgeschwindigkeit der δ-Strahlen. S. 936.

G. A. Shook, Rechnungsapparat für die Bestimmung von thermodynamischen Temperaturen. S. 940.

E. E. Fournier d'Albe, Über das Optophon. S. 942.

W. Hammer, Über eine neue Form des Fontaktoskops. S. 943.

Zusammenfassender Bericht:

K. W. Wagner, Das Brownsche Telephonrelais. S. 945.

Physikalische Technik:

P. Gehne, Ein kleiner Apparat zur objektiven Demonstration des Boyle-Mariotteschen Gesetzes. S. 946.

W. Hammer, Füllbürste für Influenzmaschinen. S. 948.

W. Hammer, Über einen neuen Stromwender. S. 948.

W. Hammer, Zylinderelektrophor. S. 949.

v. Heygendorff, Einfaches Psychrometer. S. 950.

Besprechungen:

Franz Neumanns gesammelte Werke. III. S. 950.

J. M. Eder, Ausführliches Handbuch der Photographie. I, 4. S. 951.

Chr. v. Hofe, Fernoptik. S. 951.

Lüppo-Cramer, Das latente Bild. S. 952.

J. Blaas, Petrographie (Gesteinskunde). S. 952.

Personalien. S. 952.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Elektrische Doppelbrechung in einigen künstlichen Wolken und Dämpfen. (Electric double refraction in some artificial clouds and vapours.)

Von P. Zeeman und C. M. Hoogenboom[1]).

1. — Vor einiger Zeit hat der eine von uns[2]) ein Verfahren vorgeschlagen, das Problem der Entdeckung eines Einflusses elektrischer Felder auf die Strahlungsfrequenz anzugreifen, wie ihn Voigt[3]) auf Grund theoretischer Betrachtungen vorausgesagt hat. Die nach dem genannten Verfahren begonnenen Versuche sind bislang noch nicht endgültig abgeschlossen.

Im vorliegenden beabsichtigen wir, einen kurzen Bericht über eine Reihe von Beobachtungen zu geben, die einen eng damit zusammenhängenden Gegenstand betreffen, und die bereits vor längerer Zeit begonnen wurden.

Diese Versuche betreffen den elektrooptischen Kerreffekt, nämlich die durch kräftige elektrostatische Felder erregte Doppelbrechung. Bisher ist der Effekt besonders an festen und flüssigen Körpern untersucht worden; wir beabsichtigen, das Verhalten einiger Wolken und Dämpfe zu untersuchen.

Wenn erst einmal bewiesen ist, daß unter dem Einfluß elektrischer Kräfte in Wolken suspendierter Teilchen Doppelbrechung erregt wird, so kann man die Erscheinungen weiter verfolgen, wenn man die Größe der Teilchen immer kleiner und kleiner nimmt. Durch Steigerung der Empfindlichkeit der optischen Methode kann man Nebel mit immer kleineren Werten für die Doppelbrechung und schließlich Gase untersuchen.

Cotton und Mouton[1]) haben im Verlaufe ihrer bemerkenswerten Untersuchung über die in Flüssigkeiten erregte magnetische Doppelbrechung die bereits von Sir Joseph Larmor für den elektrooptischen Kerreffekt aufgestellte Hypothese formuliert, nach welcher die Doppelbrechung in beiden Fällen auf einer richtenden Wirkung des äußeren Feldes auf die Moleküle der Flüssigkeit beruht. Die einzige Ursache, die einer parallelen Anordnung der Moleküle störend entgegentritt, ist ihre Wärmebewegung. Langevin[2]) hat gezeigt, in welch einfacher Weise diese Hypothese der Molekülorientierung die erwähnten Erscheinungen und noch andere quantitativ erklärt.

Es scheint einigermaßen fraglich, inwieweit sich die Hypothese der Molekülorientierung ohne Abänderung auf Gase anwenden läßt, wenigstens wenn diese schmale Absorptionsbanden aufweisen.

1) Vorgelegt in der Sitzung der Koninklijke Akademie van Wetenschapen te Amsterdam am 25. November 1911.

2) Zeeman, Amst. Proc., Januar 1911.

3) Voigt, Magneto- und Elektrooptik, 1908, Kap. 9 und 10.

1) Cotton et Mouton, Ann. de Chim. et de Phys. **19**, 1910; vgl. auch die interessante Arbeit von Corbino, diese Zeitschr. **11**, 756, 1910.

2) Langevin, Le Radium **7**, Sept. 1910.

Die Untersuchung künstlicher Wolken erscheint deshalb interessant, weil die suspendierten Teilchen die Rolle der Moleküle in der Hypothese der Molekülorientierung spielen. Es ist nunmehr möglich, auch die konstituierenden Teilchen getrennt zu untersuchen; es läßt sich zeigen, daß sie, ehe sie dem Felde ausgesetzt werden, in magnetischer, elektrischer und optischer Hinsicht die Symmetrie eines festen Rotationskörpers besitzen (oder nicht besitzen).

Besonders interessant sind jene Dämpfe, welche schmale Absorptionslinien aufweisen. In diesem Falle läßt sich die von Voigt[1]) ausgesprochene Ansicht prüfen, daß die Größe der Doppelbrechung in der Nachbarschaft von Absorptionslinien beträchtliche Werte annehmen wird. Unabhängig von einer besonderen Form der Theorie läßt sich vieles zugunsten dieser Auffassung sagen.

2. — Unseres Wissens liegt nur eine Untersuchung vor, aus der hervorzugehen scheint, daß elektrische Kräfte in manchen Wolken Doppelbrechung erregen. E. Bloch[2]) hat gelegentlich der Untersuchung des Einflusses von Staubteilchen auf die elektrische Leitfähigkeit von Gasen die beiden folgenden Beobachtungen gemacht:

Zunächst fand er, daß eine Wolke von Salmiak, wenn sie sich zwischen den Platten eines Kondensators befindet und gegen einen dunklen Hintergrund in diffusem Licht betrachtet wird, weiß und deutlicher sichtbar wird, sobald die Platten geladen sind.

Die andere Beobachtung, die Bloch machte, ist folgende: Ein parallelepipedischer Kasten wird an zwei einander gegenüberliegenden Seiten von Glasfenstern verschlossen, zwei weitere Seiten bestehen aus Metallplatten, die einige wenige Zentimeter voneinander entfernt sind und an eine Elektrisiermaschine angeschlossen werden können. Bringt man in den Kasten eine Wolke von Salmiak, und setzt man ihn zwischen gekreuzte Nicols, so sieht man das Licht einer hinter dem Polarisator stehenden Lichtquelle sofort bei Erregung des Feldes. Es ist vielleicht das beste, das Weitere im Wortlaut des Originals anzuführen: „La modification de la lumière diffusée (ou diffractée) par les particules est donc accompagnée d'une anisotropie du milieu constitué par l'air et les particules. Il reste donc à savoir s'il y a biréfringence ou dichroïsme et à faire l'étude quantitative du phénomène". (Die Veränderung des durch die Teilchen diffus gemachten [oder gebeugten] Lichtes ist also von einer Anisotropie des von der Luft und den Teilchen gebildeten Mediums begleitet. Es bleibt also festzustellen, ob es sich um Doppelbrechung oder Dichroismus handelt, und die Erscheinung quantitativ zu untersuchen.)

Es ist allerdings leicht ersichtlich, daß infolge von erregtem Dichroismus allein das Licht wiedererscheinen würde. Die elektrische Kraft möge horizontal gerichtet sein, und wir wollen annehmen, das aus dem Polarisator austretende Licht sei unter einem Azimut von 45° polarisiert. Die Schwingungen seien in die vertikale und die horizontale Komponente zerlegt. Wenn wir annehmen, daß die horizontalen Schwingungen von dem Dampf stark absorbiert werden, die vertikalen aber nicht, und daß keine Phasendifferenzen auftreten, dann werden die resultierenden Schwingungen beim Austritt ein größeres Azimut als 45° haben, und es wird eine Aufhellung stattfinden.

3. — Unsere Versuche erbringen den Beweis dafür, daß in einer dünnen Wolke von Salmiak nur Doppelbrechung vorliegt, aber kein deutlicher Dichroismus (siehe Abschnitt **4**).

Das Licht eines Nernstkörpers wird mittels einer Linse parallel gemacht und in einer Ebene polarisiert, die gegen die Horizontale um 45° geneigt ist. Der Dampf oder die Wolke wird in eine horizontale Röhre gebracht, die bei manchen Versuchen im Innern Platten enthält, welche mit der Elektrizitätsquelle verbunden sind. Die Röhre ist mit dünnen Deckglasplatten verschlossen. Zwei seitliche Ansatzröhren dienten zum Ein- und Auslassen der Dämpfe. Der Analysator, ein Nicol, steht natürlich erst hinter der Röhre.

Die zu beobachtende Doppelbrechung ist so gering, daß zu ihrer Beobachtung und Messung besondere Hilfsmittel erforderlich sind. Zwischen den Polarisator und die Röhre führen wir einen horizontalen Glasstab senkrecht zum Bündel der Lichtstrahlen ein. Nahe an der Mitte seiner Länge wird der Streifen von zwei kleinen Glaszylindern gestützt und einer kleinen Biegung unterworfen. Er befindet sich mithin in einem Zustande der Spannung und Doppelbrechung. Zwischen gekreuzten Nicols findet eine Aufhellung statt, besonders nahe an den Rändern des Stabes, während in der Nähe der Mitte ein horizontaler Streifen dunkel bleibt. Es erscheint überflüssig, auf die optische Theorie des gespannten Glasstabes einzugehen, denn sie ist ziemlich einfach und findet sich überdies in vielen Lehrbüchern. Die verfeinertste Untersuchung, die mit dem gespannten Stabe angestellt worden ist, ist vermutlich die von Lord Rayleigh, die er gelegentlich der Erörterung

1) Voigt, a. a. O., S. 381.
2) E. Bloch, C. R. **146**, 1908.

der Frage anstellte, ob eine Bewegung durch den Äther Doppelbrechung hervorruft[1]).

Die Lage der Bande wird durch zwei horizontale Drähte bestimmt, zwischen die sie eingeschlossen wird, und die dicht an dem Stabe angeordnet sind. Wenn man eine doppeltbrechende Substanz, deren Hauptrichtungen horizontal und vertikal sind, in den Strahlengang einführt, so tritt eine Bewegung der Bande nach oben oder nach unten ein, je nach dem Vorzeichen der Doppelbrechung.

Die Empfindlichkeit des Verfahrens läßt sich innerhalb ziemlich weiter Grenzen verändern. Sie wird gesteigert 1. durch Verminderung der Belastungen an den Enden des Stabes, 2. durch Vergrößerung der Entfernung zwischen den als Auflager dienenden Zylindern. Wir sind somit in der Lage, die Empfindlichkeit den Umständen entsprechend zu wählen.

Der absolute Wert des Betrages der Doppelbrechung wurde, wenigstens für die höheren Werte, mit Hilfe eines sorgfältig hergestellten Soleil-Babinetschen Kompensators bestimmt. Mit Hilfe dieses Kompensators kann man die verschobene Bande so lange bewegen, bis sie wieder in ihrer ursprünglichen Lage ist. Der Kompensator ist so montiert, daß man ihn leicht in den Strahlengang einschalten oder wieder daraus entfernen kann. Bei sehr kleinen Werten der Doppelbrechung erscheint es angebracht, an Stelle des Kompensators einen zweiten Glasstreifen zu verwenden und den ursprünglichen Zustand des Gesichtsfeldes durch eine Biegung dieses zweiten Stabes in geeigneter Richtung wiederherzustellen. Wir haben noch keine Gelegenheit gehabt, dieses Verfahren systematisch auszuprobieren.

Um die Empfindlichkeit des Verfahrens zu bestimmen, führten wir in den Gang des Lichtes eine dünne vertikale Glasplatte ein und bestimmten das Gewicht, das erforderlich war, um eine ausgesprochene Verschiebung der Bande herbeizuführen. Während dieser Operation ist der Soleil-Babinetsche Kompensator entfernt. Die Konstante, welche den Einfluß einseitigen Druckes auf die Doppelbrechung bestimmt, wird durch einen besonderen Versuch gemessen. Dann werden der Glasstab und der Kompensator gleichzeitig benutzt. Die eben merkliche Phasendifferenz betrug in unserem Falle $6 \cdot 10^{-5}\,\lambda$.

4. — Die Salmiakwolke wurde in einem Vorraume vor der Beobachtungsröhre gebildet. Die beiden Gase, Salzsäure und Ammoniak, wurden unter geringem Druck eingeführt, nachdem sie teilweise getrocknet worden waren. Nach dem Durchgange durch die Beobachtungsröhre entwich die Wolke in die freie Atmosphäre. Die Dichte der Wolke und die Größe ihrer konstituierenden Teilchen ließ sich durch Regulieren des Verhältnisses der beiden Gase wählen.

Die Elektrizitätsquelle war entweder eine Elektrisiermaschine oder ein Umformer, so daß wir Potentiale zwischen 1000 und 10000 Volt verwenden konnten.

Die Frage, ob es sich um Dichroismus oder um Doppelbrechung handelt (siehe Abschnitt **2**), konnte nunmehr ohne weiteres entschieden werden. Infolge von Dichroismus wird eine Drehung der Polarisationsebene erfolgen, und infolgedessen muß ein Verblassen der dunklen Bande stattfinden, aber keine Verschiebung. Doppelbrechung gibt sich nur durch eine Verschiebung zu erkennen. Unsere ersten Versuche mit der Salmiakwolke zeigten sogleich deutlich, daß hauptsächlich nur eine Doppelbrechung wirksam ist. Der Effekt war nahezu proportional dem Quadrate der elektrischen Feldstärke.

Wenn ein Umformer zur Verwendung gelangt, so muß gleichfalls eine Verschiebung der dunklen Bande stattfinden. Die Richtung der Verschiebung hängt natürlich von der Natur der jeweils betrachteten Substanz ab.

5. — Die Ergebnisse unserer Messungen werden wir weiter unten folgen lassen. Das Vorzeichen des Kerreffekts in der Salmiakwolke ist dem des Effekts im gewöhnlichen Glase entgegengesetzt, also positiv (siehe aber die neue Erscheinung Abschnitt **14**).

6. — Wir versuchten auch, den Zusammenhang zwischen den spezifischen Werten der Effekte in der Salmiakwolke und in großen Salmiakkristallen zu bestimmen. Diese letzteren waren niemals fehlerlos. Aus diesem Umstande erklärt sich vielleicht die sehr geringe spezifische Wirkung, die wir für einen einzelnen Kristall gefunden haben. Das Ergebnis erscheint zu auffällig, um ohne weiteres Beweismaterial angenommen zu werden. Oder würde es möglich sein, daß die Beweglichkeit der Teilchen in dem großen Kristall beträchtlich vermindert ist?

7. — Der in Abschnitt **4** erwähnte Versuch beweist klar und deutlich, daß beim Kerreffekt eine unmittelbare Wirkung des Feldes vorliegt und keine auf einem mechanischen Druck seitens der Kondensatorplatten beruhende.

8. — Außer an Salmiakwolken von verschiedenen Verdünnungsgraden haben wir Beobachtungen an einigen anderen Wolken angestellt. Einzelheiten hierüber werden wir später angeben. Wir erhielten die Wolken in manchen Fällen durch Erhitzen der Substanzen, in anderen durch chemische Vorgänge; zu diesen rechnen wir auch den Prozeß der Erzeugung der Tyndallschen aktinischen Wolken. Bei

1) Rayleigh, Phil. Mag. (6) **4**, 678, 1902.

einigen unserer Versuche benutzten wir Staubwolken; dazu zerkleinerten wir die zu untersuchende Substanz zunächst zu sehr feinem Pulver und bliesen dieses dann durch einen Luftstrom zwischen die Kondensatorplatten. Auf diese Weise kann man leicht Wolken von Glaspulver und von verschiedenen Salzen der Weinsteinsäure erhalten. Der Effekt einer Glaswolke verläuft, wie zu erwarten ist, in demselben Sinne wie der des ursprünglichen Glases.

9. — Das im Abschnitt **3** besprochene Verfahren, und besonders die vereinte Verwendung eines Glasstabes und eines Soleil-Babinetschen Kompensators (oder eines zuvor geeichten zweiten Stabes) kann dazu dienen, Vorzeichen und Größe des Kerreffekts an sehr geringen Mengen von Flüssigkeiten festzustellen. Mit Kondensatorplatten von nur wenigen Quadratmillimetern Fläche und mit Spannungen von ein paar hundert Volt läßt sich der Kerreffekt an Nitrobenzol leicht beobachten.

Um quantitative Ergebnisse zu erhalten, muß man notwendig einen Kondensator von einiger Ausdehnung in der Richtung des Strahlenbündels anwenden. Die größte Schwierigkeit bei allen Versuchen über elektrische Doppelbrechung bieten die optischen Störungen, die durch die Wärmewirkungen seitens des elektrischen Feldes verursacht werden, und welche die Beobachtung sehr ernstlich beeinträchtigen. Deshalb muß man die Beobachtungszeit soviel wie möglich herabsetzen. Es empfiehlt sich folgendes Vorgehen: Man kompensiere die Verschiebung der Bande so genau wie möglich bei angelegtem Felde. Darauf schalte man das Feld ab. Dann wird die Bande von neuem verschoben. Nunmehr kontrolliert man mit Leichtigkeit, ob die Kompensation genau war, indem man das Feld für einen Augenblick anlegt. Die Zeit, die erforderlich ist, um festzustellen, ob die dunkle Bande genau zwischen die beiden horizontalen Drähte springt oder nicht, ist sehr kurz.

10. — Der Kondensator, dessen wir bei dem im Abschnitt **3** beschriebenen Versuche Erwähnung getan haben, wurde in die horizontale Glasröhre gesetzt. Die Metallplatten waren 18 cm lang, und ihr gegenseitiger Abstand betrug 16 mm. Die Untersuchung solcher Gase und Dämpfe, die auf das Metall der Kondensatorplatten chemisch einwirken, führt man besser in einem Apparat mit äußeren Platten aus, und eben dieser Apparat kann auch in anderen Fällen gute Dienste leisten, da er leichter zu reinigen ist. Wir fertigten deshalb einen Apparat aus Glas von parallelepipedischer Gestalt an (Länge 46,5 cm; Abstand zwischen den Innenflächen der senkrechten Wände 5 mm, Höhe 10 cm, Glasstärke 3 mm). Außen brachten wir Stanniolstreifen an. Die Röhre ist durch dünne Deckglasplatten verschlossen.

11. — Der Versuch mit der in einem Vorraum erzeugten Salmiakwolke (Abschnitt **4**) wurde mit dem neuen Kondensator, aber mit der alten optischen Anordnung (Abschnitt **3**) wiederholt.

Es schien nunmehr, daß das im Abschnitt **4** erhaltene Ergebnis, das nur eine erregte Doppelbrechung in der Salmiakwolke anzeigte, durchaus ein Sonderfall war.

Die Salmiakwolke zeigte jetzt auch Dichroismus. Da vermutlich die größere Dichte der in dem neuen Apparate wirksamen Wolke die Beobachtung der neuen Eigenschaft erleichterte, so ließen wir den Vorraum (Abschnitt **4**) ganz fort. Bei unseren späteren Versuchen wurden die Gase — Salzsäure und Ammoniak — unmittelbar in den Beobachtungsraum eingelassen, und die erzeugte Wolke war jetzt viel dichter als zuvor.

Kleine Potentialdifferenzen führten eine von einer geringen Abschwächung begleitete Abwärtsbewegung der schwarzen Bande (Abschnitt **3**) herbei; eine Potentialdifferenz von 8000 Volt brachte die Bande vollständig zum Verschwinden. Bei einer Drehung des vor Erregung des Feldes gegen den Polarisator gekreuzten Analysators um 10^0 im Sinne des Uhrzeigers wurde sie wieder sichtbar. Die Stellung des Polarisators wird im Abschnitt **15** bestimmt.

Dieser Versuch beweist, daß in einer Salmiakwolke durch elektrostatische Felder eine von Dichroismus begleitete Doppelbrechung erregt wird.

12. — Die ungemischten Gase, Salzsäure oder Ammoniak, wiesen keinen Effekt auf.

13. — Wir führten starke Ammoniak- und Salzsäureströme in den Apparat ein. Dabei bildete sich eine dichte Wolke. Unter der Einwirkung des elektrischen Feldes oder bei einer geringen Drehung des Analysators erscheint das durchgelassene Licht gelbrot. Wenn man die Gasströme nach einiger Zeit unterbricht, so findet nur eine allgemeine Verminderung des Lichtes des Nernstkörpers statt. Daß noch eine Absorption seitens einer Wolke vorliegt, beweist die Aufhellung des Gesichtsfeldes, die eintritt, wenn die Wolke durch einen Strom neutralen Gases verdrängt wird.

Die langsame Farbenänderung der Salmiakwolke wurde bei einem besonderen Versuche beobachtet. Bei diesem Versuche benutzten wir eine 3 bis 4 cm weite und 50 cm lange Glasröhre. Diese Farbenänderung ist anscheinend je nach der Größe der Teilchen in der Wolke verschieden.

14. — Es ist überaus bemerkenswert, daß

parallel mit dieser Farbenänderung eine Änderung der elektrischen Doppelbrechung des Salmiaknebels einhergeht.

Wenn wir, wie oben im Abschnitt **13**, einen Nebel erzeugten und bei der Feldstärke Null die Nicols kreuzten, so wurde die Bande bei einer Potentialdifferenz von 9000 Volt unsichtbar. Bei einer Drehung des Analysators im Sinne des Uhrzeigers (Abschnitt **11**) erschien sie wieder; ihre Verschiebung erfolgte nach unten hin.

Wenn die Zufuhr der Gase unterbrochen wurde, so blieb der Effekt etwa eine Viertelstunde lang derselbe. Dann hatte der Effekt anscheinend abgenommen, und schließlich schien das Vorzeichen der Doppelbrechung das entgegengesetzte zu sein wie ursprünglich. Beim Einschalten des elektrischen Feldes sprang die schwarze Bande nach oben. Um die Bande vollkommen schwarz werden zu lassen, bedarf es wieder einer Drehung des Analysators im Sinne des Uhrzeigers (Abschnitt **11**).

Wir sehen somit, daß die Salmiakwolke im Laufe der Zeit eine merkwürdige Veränderung erfährt; die erregte Doppelbrechung ist zunächst positiv, hernach negativ; der Dichroismus ändert seine Richtung nicht.

15. — Die Schwingungsrichtung, welche stärker absorbiert wird, ist sehr leicht zu bestimmen.

Wie wir wissen, war eine Drehung des Analysators im Sinne des Uhrzeigers (Abschnitt **11**) erforderlich, um vollständiges Schwarzwerden der Bande zu bewirken. Die Schwingungsrichtung des Polarisators berührte den oberen linken und den unteren rechten Quadranten. Hieraus folgt, wie leicht ersichtlich, daß die zur elektrischen Kraft parallelen Schwingungen die stärker absorbierten sind.

16. — Dieses Ergebnis läßt sich durch folgenden Versuch nachprüfen: Wenn wir den Polarisator um einen Winkel von 90^0 aus seiner früheren Stellung (Abschnitt **15**) herausdrehen, so werden wir erwarten, daß bei einer Wiederholung des im Abschnitt **11** beschriebenen Versuches eine Drehung des Analysators im umgekehrten Sinne des Uhrzeigers nötig sein wird, um die neutrale Achse am deutlichsten zu sehen. Diese Erwägung wird durch den Versuch bestätigt.

17. — Unsere bisher mitgeteilten Beobachtungen würden sich erklären lassen, falls es mindestens zwei verschiedene Modifikationen von Salmiakwolken gäbe, die Doppelbrechungen von entgegengesetztem Vorzeichen aufweisen; ferner überwiegt stets die Absorption der zur Feldrichtung parallelen Schwingungen über jene der zur Feldrichtung senkrechten.

Einer der besonderen Übergangszustände der Wolke, wenn sie unter dem Einflusse des elektrischen Feldes steht, zeigt nur Dichroismus und keine Doppelbrechung.

18. — Die mit dem Salmiaknebel erhaltenen Ergebnisse ließen sich durch die Annahme des Vorhandenseins zweier Varietäten von Salmiakkristallen erklären. Diese Hypothese haben wir im Abschnitt **17** aufgestellt. In den uns zugänglichen Lehrbüchern der Kristallographie konnten wir jedoch nichts über einen Dimorphismus von Salmiakwolken finden. Dies schien für die vorgeschlagene Erklärung recht ungünstig. Wir sind daher Herrn Dr. F. E. C. Scheffer sehr dankbar dafür, daß er uns einige Hinweise auf die chemisch-kristallographische Literatur gegeben hat, aus der hervorzugehen scheint, daß der Dimorphismus von Salmiak eine ganz bekannte Tatsache ist[1]).

Stas[2]) hatte beim Sublimieren von NH_4Cl eine Erscheinung beobachtet, die der Umwandlung polymorpher Substanzen sehr ähnlich ist. Er versuchte jedoch keine Erklärung und hat anscheinend nicht an Dimorphismus gedacht.

Lehmann[3]) war der erste, der die Vermutung aussprach, daß die Ammoniumsalze dimorph seien. Er versuchte auch, diese Vermutung durch Versuche über die Kristallisation von Lösungen zu beweisen, die gleichzeitig zwei oder drei von den drei homogenen Halogensalzen des Ammoniums enthielten. Er erhielt das Ergebnis: „daß hier ein sehr eigentümlicher Fall von Dimorphie vorliegt, insofern anzunehmen ist, daß alle drei Körper in je zwei Modifikationen kristallisieren, und zwar beide regulär, beide in Würfeln, nur insofern unterschieden, als die der niedrigeren Temperatur entsprechende Modifikation in salmiakähnlichen Skeletten, die der höheren entsprechende in scharfkantigen vollkommenen Kristallen auftritt".

Für unseren Zweck bot es besonderes Interesse, zu wissen, ob die beiden Modifikationen des Salmiaks auch nach dem Sublimieren erscheinen. Wie wir weiter unten dartun werden (siehe Abschnitt **19**), kann man alle von uns beschriebenen Erscheinungen (siehe die Abschnitte **14**, **15**, **16**) auch mit sublimiertem Salmiak erhalten. Der Übergang von einer Modifikation zur anderen kann dann von einer Vorzeichenänderung der elektrischen Doppelbrechung begleitet sein.

Im Zusammenhange hiermit verdient eine

1) Siehe v. Groth, Chemische Kristallographie 1, 167, 1906.

2) Stas, Untersuchungen über die chemischen Proportionen usw., deutsch von Aronstein, Leipzig 1867, S. 54.

3) Zeitschr. f. Kristallographie **10**, 321, 1885.

Untersuchung von Goßner[1]) Beachtung. Goßner wiederholt u. a. einen Versuch von Stas, und es sei uns gestattet, seine Schilderung hier wiederzugeben:

„Im Gegensatz zu Lehmann hält Retgers[2]) die Dimorphie der Ammoniumhalogenide nicht für bewiesen. Stas' Beobachtungen entsprechen zwar ganz den Vorgängen, die bei polymorphen Umwandlungen zu beobachten sind, doch erklärt Stas selbst die Erscheinung nicht durch Dimorphie. Nachdem mancherlei Kristallisationsversuche zur Entscheidung der Frage, ob der Salmiak dimorph wäre, ohne Resultat verliefen, wurde der Versuch von Stas in ähnlicher Weise wiederholt. In ein 2,8 cm weites Glasrohr von 70 cm Länge, das an einem Ende verschlossen war, wurde eine ca. 15 cm lange Schicht Salmiak gebracht, der durch Sublimieren vollständig getrocknet und gereinigt war. Die Schicht war nach dem offenen Ende zu mit Glaswolle abgeschlossen, da die Beobachtung ergeben hatte, daß beim Sublimieren im Vakuum feste Salmiakteilchen mitgerissen wurden. Das vordere offene Ende wurde in eine enge Röhre ausgezogen, mit der Saugpumpe in Verbindung gesetzt. Der leere Teil der Röhre wurde dann unter fortwährendem Saugen ca. zwei Stunden lang schwach erhitzt, um alle Salmiakkeime daraus zu vertreiben. Als sodann bei einem Drucke von 15 mm die Salmiakschicht langsam erwärmt wurde, sublimierte NH_4Cl in den leeren Raum und setzte sich in winzigen, lebhaft glänzenden Kriställchen, die allmählich zu einem dicken Ringe sich vermehrten, an den Glaswänden ab. Die Kriställchen erwiesen sich im parallelen polarisierten Lichte als einfachbrechend. Doch war eine genauere Beobachtung über Kristallform und Ausbildung nicht möglich. Bei Unterbrechung des Versuchs begann plötzlich der Ring vom kälteren Ende aus sich zu trüben und undurchsichtig zu werden. Die Grenze zwischen der trüben und der sehr lebhaft glänzenden ursprünglichen Partie schritt langsam auf Kosten der letzteren weiter und war dabei scharf zu verfolgen, genau wie bei der Umwandlung eines charakteristisch dimorphen Körpers. Dabei entstanden zahlreiche Risse in der ganzen Masse. Der Vorgang war mit einer bedeutenden Volumenänderung verbunden, was sich durch ein lebhaftes Knistern äußerte, ähnlich wie wenn ein ziemlich starkwandiges Glasrohr zerspringt. Leider war es nicht möglich, Kriställchen längere Zeit zu erhalten. Meist traten die eben beschriebenen umwandlungsartigen Erscheinungen schon während des Versuchs ein. Immer aber trat die Umwandlung während des Abkühlens ein. Es war deswegen eine physikalische und kristallographische Untersuchung des ersten Sublimationsproduktes nicht möglich. Doch besteht zwischen den typischen Umwandlungserscheinungen und den bei diesen Versuchen beobachteten Erscheinungen, wie schon erwähnt, eine vollkommene Ähnlichkeit. Es ist daher der Schluß sehr wahrscheinlich gemacht, daß wir es hier mit einer polymorphen Umwandlung zu tun haben, und daß das Chlorammonium in zwei Modifikationen existiert."

Wir haben diese Ergebnisse bestätigt gefunden. Es schien indessen, daß es unnötig war, ein Vakuum herzustellen.

Nachdem wir bei Versuchen nach den Vorschriften von Stas einmal den Übergang beobachtet hatten, bot es uns keine Schwierigkeiten mehr, die Erscheinung auch bei Atmosphärendruck zu erhalten. Wir benutzten eine 2 cm weite und 30 cm lange Röhre; diese war an einem Ende geschlossen und mit etwas Salmiak beschickt, der durch vorheriges Sublimieren gereinigt worden war. Es empfiehlt sich, die Stelle, an der der Salmiak wieder fest werden soll, zuvor zu erhitzen, um die Übergangsgeschwindigkeit herabzumindern. Dieses Verfahren findet auch bei der entlufteten Röhre Anwendung.

19. — Wir setzten unsere Beobachtungen über die elektrische Doppelbrechung mit derselben oben beschriebenen optischen Anordnung fort, aber mit Salmiaknebeln, die nach zwei von den bislang benutzten verschiedenen Verfahren hergestellt worden waren:

a) — Ein Luftstrom wurde nacheinander durch Flaschen mit einer H_3N-Lösung und mit einer HCl-Lösung hindurchgeschickt. Die Röhren reichten nicht bis unter die Oberflächen der Lösungen.

Der in der HCl-Flasche entstehende Nebel wurde in den Trog mit den äußeren Kondensatorplatten (siehe Abschnitt **10**) eingeleitet. Es war ziemlich schwierig, die Dichte so zu regeln, daß das Gesichtsfeld fast unmittelbar verdunkelt wurde. Der Nebel schlug sich nach der Unterbrechung des Luftstromes teilweise nieder, und die dunkle Bande (Abschnitt **3**) wurde sichtbar. Bei Anlegen des Feldes (+ 9000 Volt) sprang die Bande nach oben.

In diesem Falle waren wir außerstande, eine Bewegung der Bande nach unten zu beobachten.

Bei dem vorliegenden Versuche war die Drehung der Polarisationsebene (siehe Abschnitt **11**), d. h. der Dichroismus, sehr gering,

1) Goßner, Zeitschr. f. Kristallographie u. Mineralogie **38**, 128, 1903.

2) Argruni, Die Beziehung zwischen Kristallform usw., in Graham-Ottos Lehrbuch der Chemie, 3. Aufl. 1898, I (3), 321.

so daß es anfänglich schwer war, das Vorzeichen der Drehung zu bestimmen. Es ergab sich indessen, daß es dasselbe war wie das zuvor beobachtete.

Bei anderen Versuchen mit Nebel von derselben Art beobachteten wir größere Drehungen.

b) — Wir ließen getrocknete Luft über erhitzten und zuvor sublimierten Salmiak streichen und leiteten sie dann in den Trog mit den äußeren Kondensatorplatten.

Wenn der Luftstrom und die Erwärmung des Salmiaks richtig eingestellt waren, hatte das Anlegen des elektrischen Feldes eine von einer Drehung der Polarisationsebene begleitete Verschiebung der Bande nach unten zur Folge. Nach Abstellen des Luftstromes zeigte die Bande nach einiger Zeit die Verschiebung nach oben. Bei manchen Versuchen konnten wir die Verschiebung nach unten nicht beobachten, und es war nur eine Drehung zu sehen. Dies trat besonders dann ein, wenn die Dichte des Nebels anfänglich sehr groß war, so daß das Gesichtsfeld dunkel wurde. Nachdem sich der Nebel teilweise niedergeschlagen hatte, verursachte das Anlegen des Feldes eine Verschiebung der dunklen Bande nach oben.

20. — Die jetzt gewonnenen Ergebnisse und die in den früheren Teilen dieser Arbeit verzeichneten weisen deutlich auf das Vorhandensein zweier Modifikationen des Salmiaks hin, und zwar zeigt die zuerst erzeugte Modifikation eine positive, die zweite Modifikation eine negative elektrische Doppelbrechung.

Daß wir von einer „Richtung" der Veränderung der Salmiak-Modifikationen sprechen können, zeigt der Umstand, daß man die positive Doppelbrechung immer zuerst beobachtet und die negative erst hinterher. Wir haben bei einem gegebenen Nebel niemals erst eine Aufwärts- und danach eine Abwärtsbewegung der Bande beobachtet.

In einigen Fällen waren die Erscheinungen nur unvollkommen zu sehen, aber das läßt sich immer erklären.

Die Abwärtsbewegung der Bande fehlte zuweilen zufällig. Das ist dann der Fall, wenn der Luftstrom sehr langsam ist. Der Übergang von der einen Modifikation zur anderen hat dann schon stattgefunden, ehe der Nebel in den Kondensator eingeleitet wird.

Die Aufwärtsbewegung der Bande wird dann nicht wahrnehmbar sein, wenn der Niederschlag vor dem vollständigen Durchgange des Nebels so stark gewesen ist, daß der Effekt zu klein wird, um beobachtet werden zu können.

21. — Wir haben auch eine Hypothese geprüft, die uns von befreundeter Seite privatim mitgeteilt worden ist, und die unter Beiseitelassung der Annahme zweier Salmiakmodifikationen eine Möglichkeit zur Erklärung der beobachteten Erscheinungen bieten würde.

Die Orientierung eines Kristalles ist von dem umgebenden Medium abhängig und kann sich mit diesem ändern.

Wäre es nicht möglich, daß im Falle der positiven Doppelbrechung das die Teilchen umgebende Gas von dem im Falle der negativen Doppelbrechung vorhandenen verschieden wäre? Daß wir beispielsweise im ersteren Falle Salzsäure- oder Ammoniakgas hätten und im zweiten Luft nur mit Spuren der genannten Gase? Wenn dann die Dielektrizitätskonstante der Umgebung von jener der Teilchen nicht sehr verschieden ist, könnte eine Umorientierung eintreten, welche die Erscheinungen erklären würde.

Tatsächlich lassen sämtliche von uns benutzten Präparate einen anfänglichen Überschuß von NH_3 oder von HCl zu; bei dem Versuche mit der Sublimation (Abschnitt **19**) könnte ein Überschuß einer der Komponenten von der Verschiedenheit der Diffusionsgeschwindigkeiten der beiden Gase herrühren. Bei diesem letzten Versuche aber muß Luft reichlich vorhanden sein. Um nach einem möglichen Einflusse des umgebenden Mediums zu forschen, ordneten wir den im Abschnitt **19** beschriebenen Versuch etwas abweichend an: Wir ließen einen Luftstrom über eine Lösung von NH_3 streichen; die Gase wurden darauf getrocknet, alsdann in die Röhre eingeleitet, welche den heißen Salmiak enthielt, und schließlich in den Raum zwischen den Kondensatorplatten eingeführt.

Der Überschuß an NH_3 in dem von dem Apparate gelieferten Gase war leicht nachzuweisen. Die Erscheinungen waren dieselben wie die im Abschnitt **19b** beschriebenen.

Einen ähnlichen Versuch stellten wir mit überschüssigem HCl an. Die Erscheinungen blieben dieselben. Statt Luft über eine HCl-Lösung streichen zu lassen, ist es vorzuziehen, einen Strom reiner Salzsäure anzuwenden, den man durch Einträufeln von Schwefelsäure in Salzsäure erhält.

22. — Wir haben weiter die Tatsache festgestellt, daß NH_3- oder HCl-Gas im Sublimationsrohr (Abschnitt **18**) den Übergang von einer Salmiakmodifikation in die andere nicht verhindert.

23. — Aus den in den Abschnitten **21** und **22** erwähnten Versuchen können wir den Schluß ziehen, daß der beobachtete Vorzeichenwechsel der elektrischen Doppelbrechung nicht durch eine Umorientierung der den Nebel bildenden Teilchen erklärt werden kann.

24. — Es schien interessant, das Verhalten eines Nebels zu untersuchen, der durch Ein-

blasen von fein gepulvertem, nicht ganz frisch sublimiertem Salmiak in die Beobachtungsröhre erhalten wurde, also das Analogon zu dem im Abschnitt 8 geschilderten Versuch mit Glas und verschiedenen Salzen der Weinsteinsäure. Die Verschiebung der dunklen Bande mußte jetzt in der Richtung nach oben erfolgen. Wir konnten diese Erwartung bestätigen.

25. — Herr Professor Voigt hat sich kürzlich mit der Theorie von Langevin beschäftigt. Er hatte die Liebenswürdigkeit, uns ein Ergebnis mitzuteilen, welches eine experimentelle Prüfung zuläßt[1]). Aus der Orientierungshypothese leitet Voigt ab, daß eine absorbierende Substanz ihr Absorptionsvermögen für natürliches Licht verändern muß.

Wir haben unter Verwendung der Salmiakwolke nach einer derartigen Wirkung gesucht und glauben, sie entdeckt zu haben. Wir entfernten die Nicols und den Glasstab aus unserer Anordnung. Zwischen die Lampe und die Linse schalteten wir eine oder mehrere Mattglasplatten ein, um die überreichliche Intensität der Lichtquelle zu vermindern. Wir bliesen einen dichten Salmiaknebel durch die Beobachtungsröhre; dabei nahm das Gesichtsfeld einen roten Schein an. Anfänglich ergab das Einschalten des Feldes keine Veränderung; nach Unterbrechung des Luftstromes verursachte es eine Aufhellung des Gesichtsfeldes; dieses wurde später unter dem Einflusse der elektrischen Kräfte dunkler.

Die erste Aufhellung rührt augenscheinlich von dem Niederschlag von Teilchen an den Kondensatorplatten her. Wenn man die Feldstärke wieder auf Null erniedrigt, so erfolgt nichts. Während der späteren Phase beobachtet man höchstwahrscheinlich einen elektrooptischen Effekt. Das Gesichtsfeld geht von mattgelben zu röteren Tönen über. Dieser Effekt konnte immer wieder beobachtet werden, wenn das Feld ein- und ausgeschaltet wurde.

26. — Im letzten Teile unserer Untersuchung wollen wir untersuchen, ob es möglich ist, mit Hilfe der elektrooptischen Methode eine Umwandlungstemperatur zwischen den beiden Modifikationen der Salmiaknebel zu bestimmen, die wir entdeckt haben. Wir wollen auch andere Fälle untersuchen.

Eine weitere Veröffentlichung soll folgen.

1) Nach der Niederschrift dieser Arbeit ist die Veröffentlichung von Voigt, „Über elektrische und magnetische Doppelbrechung. I." im Jahrgang 1912 der Gött. Nachr. erschienen.

(Nach Sonderabdrucken von Amsterdam Proc. 1912, 558 bis 562, 786—788 und nach Korrekturbogen derselben Zeitschrift aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 10. März und 17. August 1912.)

Die magnetische Reaktion einer zwischen den Polen eines Magnets kreisenden Kupferscheibe.

(The Magnetic Reaction of a Copper Disk Rotating between the Poles of a Magnet.)

Von W. G. Cady und F. G. Benedict.

Das Zweirad-Ergometer und seine Eichung.

1. — Die in dieser Arbeit beschriebenen Versuche wurden im Nahrungsmittellaboratorium der Carnegie-Institution zu Washington, Boston, Massachusetts, mit einem „Zweirad-Ergometer" (*„Bicycle ergometer"*) angestellt. Dieses Instrument ist in Veröffentlichungen des Landwirtschaftsministeriums der Vereinigten Staaten (*„U. S. Department of Agriculture"*) und der Carnegie-Institution zu Washington beschrieben worden[1]).

Das Zweirad-Ergometer ist zuerst von Atwater und Benedict an der Wesleyan-Universität als Mittel zur Messung der von einem Menschen verrichteten mechanischen Arbeit benutzt worden. Das Hinterrad eines Zweirads wurde entfernt, und an seiner Stelle wurde eine 40,5 cm im Durchmesser messende und 6 mm dicke Kupferscheibe auf Kugellagern montiert. An dem Rahmen des Fahrrads wurde ein Elektromagnet so befestigt, daß die Scheibe zwischen seinen Polen kreiste. Das Fahrrad stand natürlich fest, und die Versuchsperson trieb die Scheibe mittels der Pedale, der Kettenräder und der Kette. Die geleistete mechanische Energie wurde somit durch die in dem Kupfer induzierten Wirbelströme in Wärme verwandelt. Dieses Zweirad-Ergometer ist praktisch in seiner Urgestalt während der letzten zehn Jahre in Gebrauch gewesen.

Die hier beschriebenen Beobachtungen wurden mit einem neuen Ergometer angestellt, das im Jahre 1911 im Nahrungsmittellaboratorium zu Boston konstruiert und in allen wesentlichen Einzelheiten nach dem ursprünglichen entworfen worden ist. Die Eichkurven der beiden Instrumente stimmen nahezu überein. Der Elektromagnet des neuen Ergometers hat ebene Polflächen von 6,4×5,1 cm, und zwar steht die größere Dimension radial zur Scheibe (siehe Fig. 1). Der Spielraum zwischen der Scheibe und den Polen beträgt auf jeder Seite ungefähr 1 mm. Das Eisen im Magnetkreise hat eine hohe Permeabilität. Wenn es durch

1) Benedict and Carpenter, U. S. Department of Agriculture, Office of Experiment Stations, Bull. 208, Washington 1909. Wegen eines ausführlicheren Berichtes über das Fahrrad-Ergometer und seine Eichung im Innern eines großen Kalorimeters siehe Benedict and Cady, Carnegie Institution of Washington, Publ. No. 167, 1912.

einen Strom von 1,25 Ampere in den Magnetisierungsspulen nahezu zur Sättigung erregt ist, beträgt der Fluß zwischen den Polen ungefähr 1600 Gauß.

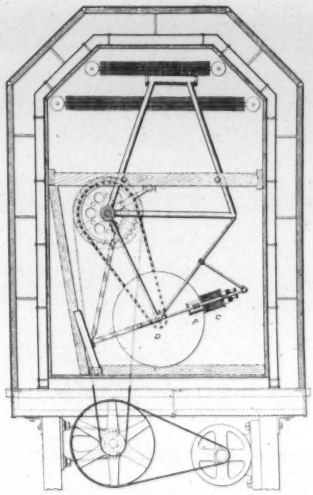
Das Zweirad-Ergometer wird in der Weise geeicht, daß man es in ein großes Luftkalorimeter setzt und die Wärme mißt, die erzeugt wird, wenn die Scheibe durch einen Elektromotor mittels einer durch die Kalorimeterwand geführten langen Stange getrieben wird[1]).

Die von dem Ergometer abgegebene Wärme wird von einem durch ein System von Messingröhren im Innern des Kalorimeters fließenden Strom kalten Wassers absorbiert. Die Strömungsgeschwindigkeit und die Temperatur des in die Kammer eintretenden Wassers werden so justiert, daß die Wärme gerade so schnell fortgeführt wird, wie sie erzeugt wird. Die Temperatur der Luft im Kalorimeter wird somit konstant gehalten, und dies ist eben das Kriterium für das Wärmegleichgewicht. Die Temperatur des Wassers beim Eintritt in die Kammer und beim Austritt aus ihr wird mit einem Quecksilberthermometer genau gemessen. Aus der Wassermasse und ihrer Temperaturerhöhung läßt sich leicht die fortgeführte Wärmemenge berechnen.

Fig. 1 zeigt das Ergometer, wie es aussieht, wenn es zur Eichung im Kalorimeter montiert ist. Lenkstange und Pedale sind abgenommen, und die Maschine ist schräg angeordnet. Der Motor und das Rollensystem sind im unteren Teile der Figur zu sehen. Die Stange geht frei durch eine Öffnung in der Vorderwand des Kalorimeters. *D* ist die Kupferscheibe, *C* eine der Magnetspulen und *P* die vordere Polfläche.

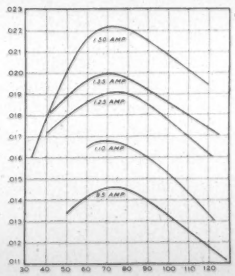
Bei der Bestimmung der mechanischen Leistung aus der Temperaturerhöhung wird natürlich die durch den Strom in den Magnetspulen erzeugte Wärme berücksichtigt. Die mechanische Energie wird hauptsächlich bei der Erzeugung der Wirbelströme in der Scheibe verausgabt. Die Reibungsverluste sind, wie sich herausgestellt hat, zu vernachlässigen.

2. — Es sind zahlreiche Eichungen des Ergometers bei verschiedenen Feldstärken und verschiedenen Umdrehungsgeschwindigkeiten ausgeführt worden. Die Ergebnisse sind der Bequemlichkeit halber in großen Kalorien per Umdrehung der Pedale ausgedrückt. Das Übersetzungsverhältnis der Scheibe ist 26 : 8. Einen vollständigen Bericht über diese Eichungen und über die Anwendung, die sie bei physiologischen Untersuchungen finden, haben wir in unserer Veröffentlichung für die Carnegie-Institution[1]) gegeben. Hier mag es genügen, die vollständige Reihe der Eichkurven wiederzugeben (siehe Fig. 2). Diese Kurven lehren in



Zweirad-Ergometer, zur Untersuchung im Kalorimeter aufgestellt.

Fig. 1.



Eichkurven des Zweirad-Ergometers.
Die Abszissen geben Umdrehungszahlen der Pedale in der Minute an, die Ordinaten große Kalorien per Umdrehung der Pedale bei verschiedenen Magnetisierungsstromstärken.

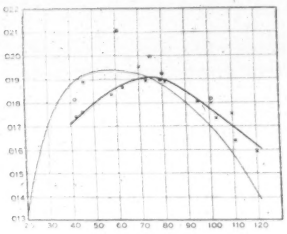
Fig. 2.

1) Wegen einer Beschreibung dieses sogenannten „Stuhlkalorimeters" *(„Chair calorimeter")* siehe Benedict and Charpenter, Carnegie Institution of Washington, Publ. Nr. 123, 1910, S. 10. Es ist interessant, in diesem Zusammenhange daran zu erinnern, daß Violle vor vielen Jahren (C. R. **70**, 1283, 1870) das mechanische Wärmeäquivalent in der Weise bestimmt hat, daß er eine bekannte Energiemenge dazu verausgabte, eine Metallscheibe zwischen den Polen eines Elektromagnets zu treiben, und dann diese Scheibe schnell in ein Wasserkalorimeter warf.

1) a. a. O.

erster Linie, daß die Wärme per Umdrehung der Pedale mit der Stärke des erregenden Stromes im Elektromagnet zunimmt, und zweitens, daß bei einer und derselben Stärke des erregenden Stromes die Wärme per Umdrehung mit zunehmender Geschwindigkeit einen Höchstwert erreicht und dann abnimmt. Um einer Verwirrung vorzubeugen, sind in dieser Zeichnung die einzelnen Beobachtungen nicht angegeben.

In Fig. 3 ist die Kurve für eine Magneti-



Eichkurve des Zweirad-Ergometers bei einem Magnetisierungsstrom von 1,25 Ampere.
Die Abszissen geben Umdrehungszahlen der Pedale in der Minute an, die Ordinaten große Kalorien per Umdrehung der Pedale.
Fette Linie: Eichkurve auf Grund kalorimetrischer Beobachtungen.
Feine Linie: Theoretische Kurve auf Grund magnetischer Daten.

Fig. 3.

sierungsstromstärke von 1,25 Ampere allein wiedergegeben, zusammen mit den Punkten (Kreuzen), welche die einzelnen Beobachtungen darstellen. Es hat sich herausgestellt, daß innerhalb des begrenzten Geschwindigkeitsbereiches, der bei physiologischen Untersuchungen für gewöhnlich zur Anwendung gelangt, die Wärme per Umdrehung praktisch als konstant angenommen werden kann. Mit anderen Worten: Die gewöhnlichen Geschwindigkeiten entsprachen gerade den Spitzen der Kurven. Bei Versuchen an Menschen sind die berechneten Energiemengen bis auf ungefähr zwei v. H. genau.

Bei fast allen Versuchen befanden sich die Magnetpole dicht am äußeren Rande der Scheibe, wie in Fig. 1 ersichtlich. Wir stellten auch ein paar Versuche an, bei denen die Pole des Elektromagnets ungefähr 2 cm näher an den Mittelpunkt der Scheibe herangeschoben waren. Die Eichkurven, die sich hierbei ergaben, hatten eine etwas veränderte Gestalt, wahrscheinlich infolge der veränderten Verteilung der induzierten Ströme. In Fig. 3 sind diese Beobachtungen durch Quadrate dargestellt. Fig. 3 zeigt auch die Ergebnisse von Versuchen, bei denen die Scheibe fast in Berührung mit dem rückwärtigen Pole kreiste, während an der Vorderseite ein größerer Luftraum blieb. Diese Änderung wurde getroffen, um die Einführung einer Wismutspirale zu ermöglichen, wie wir weiter unten sehen werden. Die so erhaltenen Punkte sind durch Kreise bezeichnet. Sie zeigen eine etwas höhere Wärme per Umdrehung. Der Grund hierfür liegt vermutlich darin, daß das Magnetfeld dicht an den Polflächen, wenigstens nahe an den Rändern, so ungleichförmig ist, daß die von der Scheibe abgefangenen Induktionslinien etwas dichter sind, wenn die Scheibe dicht an die eine Polfläche gebracht wird.

Aus diesen Eichkurven geht deutlich hervor, daß die Arbeitsmenge per Umdrehung mit zunehmender Geschwindigkeit nicht gleichförmig zunimmt, wie man erwarten würde, wenn die magnetische Induktion durch die Scheibe konstant wäre (siehe § **4**). Da neuerdings von gewisser Seite die Gültigkeit der Ergometereichungen aus diesem Grunde angezweifelt worden ist, so haben wir es für ratsam erachtet, die Wirbelströme in der Scheibe und ihre magnetische Reaktion zu untersuchen, um die besondere Gestalt der Eichkurven zu erklären.

Theorie der Wirbelströme.

3. — Daß eine kreisende Scheibe auf einen ihr genäherten Magnetpol nicht nur einen tangentialen Zug, sondern auch eine abstoßende Kraft ausübt, wußte man seit den Zeiten Aragos[1]). Nobili[2]) hat zuerst entdeckt, daß die induzierten Stromschleifen in der Drehungsrichtung der Scheibe verschoben werden, obschon er die Rolle, welche die Selbstinduktion dabei als Ursache spielt, nicht erkannte. Diese sekundären Erscheinungen finden in modernen Lehrbüchern wenig oder gar nicht Beachtung, obwohl sie, wie wir sehen werden, von erheblicher Wichtigkeit sind. Tatsächlich ist unseres Wissens bisher noch kein Versuch gemacht worden, die elektrischen und magnetischen Wirkungen quantitativ zu bestimmen.

Mathematisch ist das Problem der in kreisenden Körpern in einem Magnetfelde induzierten Ströme von Felici, Jochmann, Maxwell, Himstedt, Niven, Larmor, Gans, und besonders von Hertz in Angriff genommen worden[3]). Die Hauptergebnisse der Arbeiten von

1) Arago, Pogg. Ann. **7**, 592, 1826; Pohl, Pogg. Ann. **8**, 369, 1826.

2) Nobili, Pogg. Ann. **27**, 401, 1833. Ein sehr ausführlicher Bericht über die klassischen Versuche mit kreisenden Scheiben findet sich in Wiedemanns „Galvanismus und Elektromagnetismus", Braunschweig 1874.

3) Felici, Annali di scienze mathematiche et fisiche 1853, S. 173; Jochmann, Pogg. Ann. **122**, 214, 1864; Maxwell, Electricity and Magnetism, Vol. 2, S. 300;

Hertz, die eine Bedeutung für die vorliegende Arbeit haben, lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Wenn eine leitende Masse in einem Magnetfelde gedreht wird, so werden die induzierten Ströme infolge der Selbstinduktion in der Drehungsrichtung in einem Maße verzerrt, das von der Stärke des Magnetfeldes unabhängig ist, aber mit der Winkelgeschwindigkeit wächst. An der Oberfläche des Leiters werden die Ströme weniger verzerrt als im Innern. Bei unendlicher Winkelgeschwindigkeit würde die Oberfläche des Leiters gegenüber den magnetischen Kräften wie eine leitende Oberfläche in einem elektrischen Felde wirken und das Innere gänzlich vor jeder magnetischen Einwirkung schützen.

4. — Diese mathematischen Untersuchungen wurden sämtlich auf Grund der Annahme gewisser idealer Bedingungen angestellt, die im allgemeinen schwer experimentell zu verwirklichen sein würden. Um überhaupt theoretische Prinzipien auf den vorliegenden Fall anzuwenden, muß man einige vereinfachende Annahmen machen und sich mit qualitativen Beziehungen zufrieden geben.

Das Problem würde verhältnismäßig einfach sein, wenn die Scheibe so dünn wäre, daß sie als ein Stromblatt angesehen werden könnte, wenn ferner die magnetische Induktion B in dem Raume zwischen den Polen gleichförmig wäre, und wenn die Selbstinduktion der Scheibe vernachlässigt werden könnte. Dann würden wir, wenn wir mit ω die Winkelgeschwindigkeit der Scheibe bezeichneten, für die induzierte elektromotorische Kraft erhalten:

$$e = \text{const}\ \omega B.$$

Mithin würden die Ströme in der Scheibe proportional

$$\frac{\omega^2 B}{\sigma}$$

sein, wo σ der spezifische Widerstand der Scheibe ist. Die Geschwindigkeit der Wärmeerzeugung würde dann proportional

$$\frac{\omega^2 B^2}{\sigma}$$

und die Wärme per Umdrehung proportional

$$\frac{\omega B^2}{\sigma}$$

sein. Wenn daher diese höchst elementaren Annahmen ausreichend wären, so würde die Wärme per Umdrehung eine lineare Funktion der Geschwindigkeit (unter Vernachlässigung der Wirkung einer Temperaturänderung der Scheibe) sein, statt einen Höchstwert zu erreichen und danach abzunehmen.

In der Wirklichkeit hat die Scheibe eine endliche Dicke, und die Strombahnen besitzen eine Selbstinduktion, die von der Gestalt der Bahnen und den magnetischen Konstanten der eisernen Polschuhe abhängig ist. Daher ist die Stromdichte nicht in der ganzen Dicke der Scheibe gleichmäßig, und das Feld wird durch die Reaktion der Wirbelströme und durch die daraus sich ergebenden Permeabilitätsänderungen in einem Maße verzerrt und verändert, das sich nicht leicht voraussagen läßt.

5. — Nichtsdestoweniger ist es möglich, Beziehungen zwischen der Geschwindigkeit, der sich daraus ergebenden magnetischen Induktion und der Geschwindigkeit der Wärmeerzeugung aufzustellen, die eine experimentelle Bestätigung zulassen, und zwar, wenn man die nachstehenden drei grundlegenden Annahmen macht.

Infolge der Selbstinduktion liegen die Ströme nicht symmetrisch zu den Magnetpolen, sondern eilen in der Drehungsrichtung der Scheibe um einen gewissen Winkel vor, den wir θ nennen wollen. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Hertz können wir annehmen, daß bei mäßigen Geschwindigkeiten

$$\theta = k_1 \omega \qquad (1)$$

ist, wo ω die Winkelgeschwindigkeit der Scheibe und k_1 eine von der magnetischen Feldstärke unabhängige Konstante ist. Dieser Zustand ist in Fig. 5 veranschaulicht, wo angenommen ist, daß die Scheibe in entgegengesetztem Sinne des Uhrzeigers kreist, und daß die magnetische Induktion vom Beobachter in die Scheibe hinein gerichtet ist. Es ist klar, daß das Stromschleifensystem, dessen Magnetfeld dem Felde des Elektromagnets entgegenwirkt, nunmehr näher zwischen die Magnetpole gebracht wird. Wenn keine solche Verschiebung der Stromschleifen stattfände, würde die magnetische Induktion auf der Seite, wo die Strombahnen in den Luftraum eintreten, geschwächt und auf der anderen Seite verstärkt werden. Die Folge hiervon würde eine Häufung der Linien von dem „auflaufenden" Polrande fort zum „ablaufenden" Rande sein. Man sollte erwarten, daß die hieraus sich ergebende Permeabilitätsabnahme in der auflaufenden Hälfte von sich aus den gesamten Magnetfluß etwas herabsetzte. Aber infolge der Selbstinduktion muß das Feld auf der einen Seite viel mehr geschwächt werden, als es auf der anderen Seite verstärkt wird.

Gleichung (1) gilt natürlich bei hohen Geschwindigkeiten nicht. Aus den Stromschleifen in Fig. 5 geht hervor, daß eine weitere Geschwindigkeitszunahme nicht von einer ent-

Himstedt, Wied. Ann. **11**, 812, 1880; Niven, Proc. Roy. Soc. **30**, 113, 1880; Larmor, Phil. Mag. (5) **17**, 1, 1884; Gans, Zeitschr. f. Math. u. Phys. **48**, 1, 1902; Hertz, Inaug.-Diss., auch Ges. Werke **1**, 37, 1895.

sprechenden Zunahme von θ begleitet sein kann. Unsere magnetischen Daten sind jedoch nicht derart, daß sie uns mehr als eine ganz rohe Probe auf die Theorie lieferten. Außerdem stützen sich die Stromschleifen in Fig. 5 auf eine etwas höhere Geschwindigkeit, als sie bei den magnetischen Versuchen angewandt wurde.

Der gesamte ursprüngliche Fluß φ_0 durch die Scheibe wird somit um einen gewissen Betrag vermindert, den wir φ' nennen wollen, nämlich den von den Wirbelströmen herrührenden „Gegenfluß". Wir wollen annehmen, daß diese Verminderung des Flusses bei mäßigen Geschwindigkeiten proportional der Stromstärke i der Wirbelströme und dem Winkel θ ist, oder

$$\varphi' = k_2 \theta i. \qquad (2)$$

Drittens haben wir in Übereinstimmung mit dem Grundprinzip der elektromagnetischen Induktion:

$$i = k_3 \frac{\omega \varphi}{\sigma}, \qquad (3)$$

wo σ der spezifische Widerstand ist, und wo der wirklich resultierende magnetische Fluß durch die Scheibe $\varphi = \varphi_0 - \varphi'$ ist.

Aus den Annahmen (1), (2) und (3) leiten sich die nachstehenden Gleichungen ab, in denen das Produkt $k_1 k_2 k_3$ durch eine einzige Konstante k ersetzt ist:

$$\omega^2 \frac{\varphi}{\varphi'} = \frac{\sigma}{k}, \qquad (4)$$

$$\frac{i^2 \sigma}{\omega} = \frac{k_3^2 \omega \varphi^2}{\sigma}. \qquad (5)$$

Nach § **15e** und Fig. 5 muß der Widerstand der Strombahnen mit zunehmender Winkelgeschwindigkeit wachsen. Folglich muß k_3 abnehmen, wenn ω zunimmt. Da wir aber die Beziehung zwischen diesen beiden Größen nicht kennen, wollen wir in erster Annäherung k_3 als eine Konstante betrachten.

Obschon bei diesen Annahmen nicht alle Veränderlichen berücksichtigt sind, wird doch im § **8** dargetan werden, daß Gleichung (4) annähernd befriedigt ist. Die Bedeutung der Gleichung (5), die die Wärme per Umdrehung darstellt, wird im § **9** betrachtet werden.

Messungen der magnetischen Induktion.

6. — Es schien wünschenswert, nicht einfach den gesamten magnetischen Fluß bei verschiedenen Geschwindigkeiten zu messen, sondern lieber die Induktion in einer Anzahl von Punkten im Luftraum und in dessen Nähe. Unter den verschiedenen ausführbaren Methoden schien die der Wismutspirale am besten geeignet. Die meisten der unten beschriebenen Beobachtungen wurden mit einer Spirale von Hartmann & Braun angestellt. Der feine Wismutdraht dieser Spirale, der zu einer flachen Scheibe von ungefähr 17 mm Durchmesser aufgewickelt war, hatte unter normalen Verhältnissen einen Widerstand von ungefähr 20 Ohm. Ein kleiner Teil der Versuche wurde mit einer zweiten der ersten ähnlichen Spirale ausgeführt, und die mit diesen beiden Instrumenten gewonnenen Ergebnisse stimmten sehr gut überein. Leider verfügten wir nicht über eine Spirale mit kleinerem Durchmesser. In allen Fällen war das Ergometer so aufgestellt, wie es Fig. 1 zeigt, und wurde von einem Elektromotor getrieben.

Um die Einführung der Wismutspirale in den engen Raum zwischen Polfläche und Scheibe zu ermöglichen, war es notwendig, den Elektromagnet ein wenig zu verschieben und seine eine Fläche fast mit der Scheibe zur Berührung zu bringen, während der Raum auf der anderen Seite entsprechend erweitert wurde. Die Wirkung dieser Änderung auf die Wärme per Umdrehung haben wir im § **2** betrachtet.

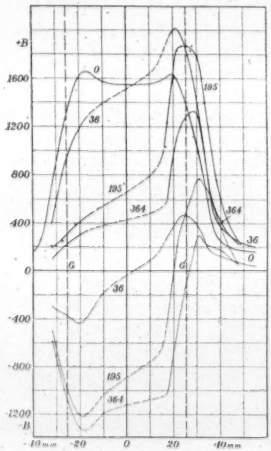
Selbst bei diesem vergrößerten Luftraum auf der einen Seite der Scheibe war es nicht leicht, die Spirale in die Mitte des Feldes zu bringen, ohne daß sie an der Scheibe scheuerte. Deshalb haben wir nur wenige Beobachtungen in der Mitte des Feldes gemacht und dort keine zuverlässigen erhalten, wenn die Scheibe kreiste. Während der magnetischen Beobachtungen war das Ergometer innerhalb des Kalorimeters angeordnet, aber die Vorderseite des Kalorimeters war offen, und wir machten keinen Versuch, die thermischen Verhältnisse zu einem stetigen Zustande gelangen zu lassen. Jede Geschwindigkeit wurde im allgemeinen nur eine Minute oder weniger beibehalten. Daher war im allgemeinen die Temperatur der Scheibe etwas niedriger als während der Eichversuche.

Die Wismutspirale wurde sicher in einen Halter eingeklemmt, der parallel zu sich selbst in verschiedenen Richtungen bewegt werden konnte. In fast allen Fällen betrug die Stärke des erregenden Stromes im Elektromagnet 1,25 Ampere, und in den wenigen übrigen Fällen sind die Ergebnisse auf diesen Wert reduziert worden. Die Widerstände wurden mit einer Wheatstoneschen Brücke von Wolff und einem empfindlichen Galvanometer gemessen.

Die Spirale erhielt Wärme durch Strahlung von dem Kupfer und durch Leitung von dem starken Luftstrom, wenn die Scheibe in Bewegung war. Da hierdurch eine direkte Bestimmung ihrer Temperatur unmöglich gemacht wurde, wurde die Temperatur jedesmal aus dem Widerstande des Wismuts bei ausgeschaltetem Magnetfelde ermittelt.

Wir machten eine große Anzahl Beobachtungen in verschiedenen Teilen des Feldes bei Geschwindigkeiten von 0, 11, 60 und 112 Umdrehungen der Pedale per Minute oder von 0, 36, 195 und 364 Umdrehungen der Scheibe per Minute.

7. — Der größte Teil der magnetischen Verzerrung war längs Linien zu suchen, die parallel zu der Richtung verlaufen, in der sich der zwischen den Polen befindliche Teil der Scheibe bewegte, d. h. längs der Linie AB in Fig. 5. Wir machten deshalb die meisten Beobachtungen längs dieser Linie und wollen diese zuerst betrachten. Die Ergebnisse sind in Fig. 4 dargestellt, wo die Abszissen Entfernungen in Millimetern darstellen, gemessen von der Mitte des Feldes auf der Linie AB in Fig. 5. Die Scheibe ist von links nach rechts durch die Zeichnung kreisend angenommen. Die starken vertikalen Linien durch GG' in Fig. 4 bezeichnen die Lage der Ränder des Magnetpoles; G' ist somit die „auflaufende Spitze".



Kurven magnetischer Induktion.

Fig. 4.

Die fetten Linien zeigen die beobachtete Induktion in Gauß bei verschiedenen Winkelgeschwindigkeiten. Die Anzahl der Umdrehungen der Scheibe in der Minute ist bei jeder Kurve angegeben. Um eine Verwirrung zu vermeiden, sind die einzelnen Beobachtungen, ausgenommen bei einer Kurve, fortgelassen worden. Die Punkte für die übrigen Kurven stimmten untereinander ungefähr mit demselben Genauigkeitsgrade überein wie die für diese Kurve. Weil die Beobachtungen in der Mitte des Feldes, wenn die Scheibe in Bewegung war, so unbefriedigender Natur waren, haben wir diesen Angaben nur geringes Gewicht beigelegt, und demgemäß sind die Kurven in diesem Gebiete als gestrichelte Linien gezeichnet.

Da der Wismutdraht zu einer Spirale von ungefähr 17 mm Durchmesser aufgewickelt war, so ist es klar, daß diese Kurven die genaue Gestalt des Magnetfeldes nicht scharf zeigen können. Eine einfache Betrachtung lehrt, daß die Kurven, wenn wir sie genau zeichnen könnten, steiler abfallen würden als die hier wiedergegebenen. Sie würden die Linien GG' in höher gelegenen Punkten schneiden, und die Maxima würden sämtlich höher liegen. Immerhin zeigen sie, wenn sie auch nur roh sind, doch deutlich die Reaktion der Wirbelströme in der Scheibe.

Der Strom, den man bei stillstehender Scheibe (Geschwindigkeit 0) erhält, ist ganz symmetrisch und zeigt ein kleines Maximum dicht an den Polrändern. Mit zunehmender Geschwindigkeit zeigen sich sehr deutlich die Verzerrung des Magnetfeldes und die ausgesprochene Abnahme des Flusses bei hohen Geschwindigkeiten. Aus der Kurve für die Geschwindigkeit 364 könnte man schließen, daß der induzierte Strom hier ganz und gar auf eine enge Bahn dicht am auflaufenden Rande der Polfläche begrenzt ist. Daß dies der Fall ist, werden wir im § **11** zeigen.

Da die Ordinaten der Kurven für die Geschwindigkeiten 36, 195 und 364 die resultierende Induktion durch die Scheibe darstellen, so muß offenbar die algebraische Differenz zwischen diesen Ordinaten und denen für die Geschwindigkeit 0 ein Maß des magnetischen Feldes sein, das durch die induzierten Ströme allein erzeugt werden würde. Diese Differenzen sind mit feinen Linien gezeichnet. Negative Ordinaten bezeichnen eine dem Fluß seitens des Elektromagnets entgegengesetzte Komponente. Die auffallendste Eigentümlichkeit dieser Kurven ist das scharf ausgesprochene entmagnetisierende Feld, das bei großen Geschwindigkeiten in der Scheibe hervorgerufen wird. Die Punkte, in denen die Kurven die Abszissenachse schneiden, zeigen, daß die Verschiebung der Ströme in der Drehungsrichtung mit der Geschwindigkeit zunimmt [Gleichung (1), § **5**], wenn auch in geringerem Maße. Vermutlich in der Nähe dieser Punkte erreichen die induzierten Ströme ihre Höchstwerte.

Wir machten ein paar Beobachtungen, bei denen sich die Wismutspirale in anderen Stellungen befand. Es ergab sich, daß die Induktion praktisch gleichförmig war, wenn

die Spirale in radialer Richtung bewegt wurde, außer dicht am äußersten Rande des Magnetfeldes, nahe am Scheibenumfange, beispielsweise im Punkte P (Fig. 5). Es ergab sich, daß die Dichte des Flusses mit zunehmender Geschwindigkeit zunahm, wie zu erwarten war, da die entmagnetisierende Wirkung der Ströme teilweise zu einer Verringerung des Gesamtflusses im Magnetkreise und teilweise zu vermehrtem Verlust am äußeren Rande der Scheibe führen muß. Die Ströme am Scheibenrande fließen nämlich auf der dem Magnet näher kommenden Seite in solcher Richtung, daß ihre magnetische Wirkung die Linien der magnetischen Induktion nach außen um den Rand der Scheibe beugen muß.

Wenn die Spirale zunächst flach gegen die Seite des Magnetpoles gelegt wurde, so daß ihre Ebene senkrecht zur Scheibe stand, so zeigte sie eine Abnahme der magnetischen Induktion an der „ablaufenden Seite" um ungefähr 30 v. H. an, während an der „auflaufenden Seite" die Induktion nahezu verdoppelt wurde, wenn die Scheibe mit 364 Umdrehungen in der Minute lief.

Vergleichung der Ergebnisse mit der Theorie.

8. — Wenn auch die Kurven in Fig. 4 aus den angegebenen Gründen die Tatsachen nicht ganz genau darstellen, so ist es doch der Mühe wert, zu untersuchen, wie gut sie den in den Gleichungen (4) und (5) in **§ 5** ausgedrückten Bedingungen genügen. In diesen Gleichungen muß man notwendig die Werte von φ, dem resultierenden Fluß bei der Winkelgeschwindigkeit ω, und von φ', dem „Gegenfluß" bei derselben Winkelgeschwindigkeit kennen. Aus den Flächen der verzerrten fetten Kurven erhält man φ und aus den Flächen der feingezeichneten Kurven φ' (als algebraische Summe der negativen und der positiven Teile). Die Flächen wurden zwischen -40 und $+45$ mm willkürlich angenommen, da außerhalb dieser Grenzen die Ordinaten klein sind. Aus den Flächen und den gemessenen Dimensionen der Polflächen wurden die in den Spalten 2 und 3 der Tabelle I enthaltenen Werte gewonnen.

Da nur relative Werte verlangt werden, ist ω hier gleich der Anzahl der Umdrehungen der Scheibe in der Minute gesetzt worden. Die Größe $\omega^2 \frac{\varphi}{\varphi'}$ in Spalte 4 sollte nach Gleichung (4) in **§ 5** gleich $\frac{\sigma}{k}$, also gleich einer Konstanten, sein.

Tabelle I.

ω	φ	φ'	$\omega^2 \frac{\varphi}{\varphi'} \cdot 10^{-3}$	$\omega\varphi^2 \cdot 10^{-9}$
36	65 000	800	105	152
195	42 200	23 600	68	348
364	27 700	38 100	96	279

Die im Zusammenhange mit den Gleichungen (1) und (3) erwähnten Fehlerquellen müßten aller Erwartung nach $\omega^2 \frac{\varphi}{\varphi'}$ bei hohen Geschwindigkeiten wachsen lassen. Hieraus mag sich die Zunahme vom zweiten zum dritten Werte für $\omega^2 \frac{\varphi}{\varphi'}$ in Tabelle I erklären, während die Anomalie beim ersten Werte von dem sehr kleinen Werte von φ' herrühren kann. Es ist zu bedenken, daß die Zunahme von ω zwischen der ersten und der dritten Beobachtung eine zehnfache und die Zunahme von φ' nahezu eine fünfzigfache ist. Änderungen von σ mit der Temperatur können das Ergebnis kaum wesentlich beeinflußt haben. Andererseits aber bringt der Mangel an zuverlässigen Daten in den mittleren Teilen des Feldes ein Element der Unsicherheit hinein. Weiter sind, wie festgestellt worden ist, die magnetischen Kurven wegen der verhältnismäßig großen Fläche der Wismutspirale etwas verzerrt. Diese Umstände sind, im Verein mit der möglichen Abhängigkeit von k_2 in Gleichung (2) von der Geschwindigkeit, hinreichend, um jeglichen Mangel an Übereinstimmung zu erklären.

9. — In Gleichung (5), **§ 5**, haben wir die Beziehung

$$\frac{i^2\sigma}{\omega} = \frac{k_3^2 \omega \varphi^2}{\sigma}$$

ausgedrückt. Das Glied auf der linken Seite dieser Gleichung ist proportional der per Umdrehung der Scheibe erzeugten Wärme. Wir sind somit in der Lage, relative Werte für die Wärme per Umdrehung zu erhalten, die sich allein auf magnetische Daten stützen, die bei derselben Stromstärke im Elektromagnet (1,25 Amp.) mit den in der Eichkurve des Ergometers (Fig. 2) dargestellten Werten verglichen werden können. Nehmen wir an, daß k_3 eine Konstante ist, und daß sich die Temperatur der Scheibe während der magnetischen Untersuchungen nur wenig verändert hat, so brauchen wir nur die Werte von $\omega\varphi^2$ bei verschiedenen Geschwindigkeiten zu ermitteln und diese Werte als Funktion der Geschwindigkeit aufzuzeichnen. Die den drei beobachteten

Werten von φ entsprechenden Werte von $\omega\varphi^2$ sind in der letzten Spalte der Tabelle I angegeben.

Die Daten für die Aufzeichnung der $\omega\varphi^2$-Kurve erhielten wir in der Weise, daß wir zunächst graphisch die Beziehung zwischen ω und φ für verschiedene Werte von ω ermittelten. Das Ergebnis ist in Fig. 2 als feine Linie dargestellt. Die Werte von $\omega\varphi^2$ sind mit einem konstanten Faktor multipliziert, um die beiden Kurven der Fig. 2 möglichst nahe zusammen zu bringen. Die Unstimmigkeiten zwischen den Kurven sind auf die oben erwähnten Fehlerquellen und auf den Umstand zurückzuführen, daß die Scheibe während der magnetischen Untersuchungen viel kühler war als während der Eichung, zumal bei größeren Geschwindigkeiten.

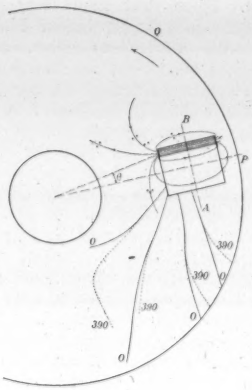
Trotzdem ist die Ähnlichkeit zwischen den beiden Kurven sehr auffallend und beweist, über jeden vernünftigen Zweifel erhaben, daß die Eigentümlichkeit bei den Ergometereichungen fast ganz und gar auf der entmagnetisierenden Wirkung der Wirbelströme in der Scheibe beruht. Die erhöhte Temperatur der Scheibe bei hohen Geschwindigkeiten verringert die Stärke dieser Ströme und verschleiert dadurch diese Eigentümlichkeit, jedoch nur in geringem Maße.

Weitere Versuche mit den Wirbelströmen.

Die große Intensität der Ströme in der Scheibe ging auch aus folgenden ganz elementaren Versuchen hervor:

10. — Kompaßuntersuchungen. — Ein kleiner Taschenkompaß, der in die Nähe der Scheibe gehalten wurde, zeigte das Vorhandensein eines starken von den Wirbelströmen herrührenden Magnetfeldes an, selbst in beträchtlicher Entfernung vom Elektromagnet. Ein Weg, dieses zu untersuchen, bestand darin, die magnetischen Linien parallel zur Oberfläche der Scheibe nach dem üblichen Schritt-für-Schritt-Verfahren zu verfolgen, indem man den Kompaß mit seiner Ebene in vertikaler Lage, wie eine Inklinationsnadel, dicht an die Scheibe nahe dem einen Magnetpole hält und dann schrittweise parallel zur Scheibe längs der Richtung der Linien vorrückt. In Fig. 5 sind die mit O bezeichneten starken Linien bei feststehender Scheibe auf diese Weise erhalten worden und zeigen die Richtung der von dem Elektromagnet ausgehenden Streulinien an[1]).

1) Zur Zeit dieser Versuche waren die Magnetpole bis auf etwa 2 cm vom äußeren Rande der Scheibe vorgerückt. Das kann kaum eine merkliche Änderung irgendeiner der beobachteten Größen herbeiführen (vgl. § 2 u. Fig. 3).



Magnetische Linien und Strombahnen auf der Oberfläche einer kreisenden Scheibe.

Fig. 5.

Die gestrichelten Linien mit der Bezeichnung 390 wurden erhalten, als die Scheibe mit 390 Umdrehungen in der Minute kreiste. In dieser Figur liegt der Nordpol des Elektromagnets auf der dem Beobachter zugekehrten Seite, und die Scheibe kreist im umgekehrten Sinne des Uhrzeigers. Beobachtungen in Punkten auf der anderen Seite des Magnetpols zeigten eine entsprechende Änderung in der Richtung des resultierenden Magnetfeldes, wenn die Scheibe kreiste. Der Punkt Q eben außerhalb der Scheibe ist ein neutraler Punkt, in welchen das von den Wirbelströmen herrührende Feld dem von dem Magnet herrührenden gleich und entgegengesetzt ist.

11. — Galvanometeruntersuchungen. — Die Kupferzuleitungen eines empfindlichen Galvanometers wurden mit der Oberfläche der Scheibe an Punkten zur Berührung gebracht, die 1—5 mm auseinander lagen und so orientiert waren, daß das Galvanometer keinen Ausschlag zeigte. Es wurde dafür gesorgt, die Wirkung thermoelektrischer Kräfte auf ein Mindestmaß herabzusetzen. Das ist das alte Verfahren, das Faraday und Nobili benutzt haben, um die Strömungslinien aufzuzeichnen. Wenn man auch nicht immer annehmen kann, daß der Strom in einer Richtung senkrecht zur Verbindungslinie dieser „Punkte gleichen Potentials" fließt, so geben sie doch eine ungefähre Vorstellung von der Richtung, welche die Strombahnen einnehmen. Einige solcher Punktpaare sind in Fig. 5 angegeben, und mit ihrer Hilfe haben wir einige der Stromlinien

konstruiert. Diese darf man nicht mit den oben beschriebenen magnetischen Linien verwechseln. Die Pfeilspitzen geben die Strömungsrichtung an. Dicht am Magnetpol ausgeführte Versuche bewiesen, daß bei 390 Umdrehungen in der Minute, die einwärts gerichteten Stromlinien auf ein schmales Band von ungefähr 1 cm Breite in der Nähe des auflaufenden Randes beschränkt waren, wie dargestellt. Die entmagnetisierende Wirkung der Ströme zeigt sich hier sehr deutlich.

12. — Intensität der Wirbelströme. — Die Galvanometerleitungen wurden, wie vorstehend geschildert, mit einem Punkte in der Nähe des Magnetpols verbunden, aber so, daß ein Höchstausschlag erfolgte. Aus der Entfernung zwischen den Berührungspunkten und dem Widerstande und der Empfindlichkeit des Galvanometers wurde die Potentialdifferenz zwischen den Punkten ermittelt und aus dieser und dem spezifischen Widerstande des Kupfers wurde die Stromdichte von der Größenordnung 650 Amp. cm^2 ermittelt. Das war der Fall bei etwa 300 Umdrehungen der Scheibe in der Minute.

Als rohe Kontrolle hierfür wurde die in dem Kupfer induzierte elektromotorische Kraft aus dem beobachteten Fluß und der Geschwindigkeit der Scheibe ermittelt. Es ergab sich, daß der Potentialgradient von derselben Größenordnung war als der aus den vorstehenden Galvanometerbeobachtungen abgeleitete, nämlich ungefähr ein Tausendstel Volt per Zentimeter. Auf Grund dieser Tatsachen schätzen wir, daß der Gesamtstrom in der Scheibe nicht kleiner als 2000 Amp. gewesen ist.

13. — Wirkung der Wirbelströme auf den Fluß durch die Magnetspulen. — Um die Verminderung des Gesamtflusses bei laufender Scheibe zu messen, wickelten wir eine einzige Drahtwindung um eine der Magnetspulen und verbanden sie mit einem ballistischen Galvanometer. Der Ausschlag wurde gemessen, wenn der Feldstrom eingeschaltet wurde, und andererseits, wenn die Scheibe plötzlich in Drehung versetzt wurde. Dieser letztere Ausschlag hatte stets entgegengesetzte Richtung wie der erstgenannte; sein gemessener Wert war sicherlich etwas zu klein, weil die Scheibe eine merkliche Zeit brauchte, um ihre volle Geschwindigkeit zu erreichen. Die Ergebnisse wiesen auf eine Veränderung des Gesamtflusses hin, die sich nur etwa auf 4 v. H. belief, wenn die Scheibe mit 320 Umdrehungen in der Minute kreiste. Selbst bei Berücksichtigung der allmählichen Beschleunigung der Scheibe ist es klar ersichtlich, daß die Reaktion der Wirbelströme hauptsächlich einen vergrößerten magnetischen Verlust ohne große Verringerung des Flusses durch die Spulen herbeiführt.

Die Verminderung des Flusses beim Anlassen der Scheibe verursacht eine geringe augenblickliche Zunahme der Stromstärke im Elektromagnet, während plötzliches Anhalten der Scheibe die Magnetisierungsstromstärke für einen Augenblick verringert. Das ist analog den augenblicklichen Änderungen, die in der Stärke des Stromes in einer Drahtspule hervorgebracht werden, wenn man einen Eisenkern hinein- und herausschiebt. Soret[1]) scheint diesen Effekt zuerst beobachtet zu haben. Andererseits behauptete Jacobi[2]), daß der Magnetisierungsstrom geschwächt wurde, wenn die Winkelgeschwindigkeit seiner Scheibe gesteigert wurde. Wenn wir seine Arbeit richtig verstehen, so muß das ein Irrtum gewesen sein.

Wirkung auf permanente Magnete.

14. — Es ist der Mühe wert, kurz die Wirkung bewegter Metallmassen auf permanente Magnete zu betrachten. Wenn man den Pol eines Stabmagnets dicht an eine schnell kreisende Kupferscheibe hält, so wird sein Moment dauernd geschwächt. Dieses Verfahren benutzt man zuweilen zur künstlichen Alterung von Hufeisenmagneten. Bei der Konstruktion mindestens einer Geschwindigkeitsmessertype schützt man sich gegen diese entmagnetisierende Wirkung in geistreicher Weise.

Wenn man eines der Magnetsysteme eines Kelvinschen Galvanometers mit astatischen Nadeln in eine Kupferdämpfung einschließt, so erleidet dieses System bei jeder Schwingung eine geringe entmagnetisierende Wirkung. Mithin muß mit der Zeit die Astasie des Systems merklich verschlechtert werden, wenn die Nadeln nicht sehr gut gehärtet sind.

Die Ströme, die in einer relativ zu einem permanenten Magnet bewegten Metallmasse induziert werden, müssen am Anfang und am Ende der Bewegung in dem Magnet selbst Wirbelströme induzieren. Wenn die Beschleunigung am Anfang und am Ende der Bewegung dieselbe ist, so können diese Ströme mit der Entmagnetisierung des Magnets nicht viel zu tun haben, denn sie fließen in einer Richtung, die bei Beginn der Bewegung die Magnetisierung zu erhöhen und beim Aufhören der Bewegung die Magnetisierung zu vermindern strebt. Der Fall ist analog der raschen Bewegung des Ankers eines Hufeisenmagnets auf die Pole zu, wodurch das Fließen entmagnetisierender Wirbel-

1) Soret, C. R. **45**, 301, 1857.
2) Jacobi, C. R. **74**, 237, 1873.

ströme hervorgerufen wird, während ein plötzliches Abreißen des Ankers zu Strömen in der entgegengesetzten Richtung Anlaß gibt.

Bemerkungen über die Konstruktion elektrischer Bremsen.

15. — Wir wollen schließlich die allgemeinen Prinzipien kurz zusammenfassen, die bei der Konstruktion solcher Apparate betrachtet werden sollten, in denen eine elektromagnetische Dämpfung zur Anwendung gelangt, und zwar besonders im Hinblick auf die entmagnetisierende Wirkung der Wirbelströme.

a) — Material der Scheibe. — Bei derselben Geschwindigkeit und demselben Magnetfeld wird die entmagnetisierende Wirkung der Wirbelströme bei einer Eisenscheibe am größten sein, worauf dann Kupfer und die übrigen unmagnetischen Metalle in der Reihenfolge ihres spezifischen Widerstandes folgen. Bei demselben Kraftaufwande aber wird die entmagnetisierende Wirkung vom Material der Scheibe praktisch unabhängig sein.

b) — Dicke der Scheibe. — Bei demselben magnetischen Fluß wird die Intensität der induzierten Ströme und ebenso die Wärme sich direkt wie die Dicke ändern. Da nach Hertz die Ströme im Innern einer dicken Scheibe stärker nacheilen als jene an der Oberfläche, so folgt aus Gleichung (2), § **5**, daß die entmagnetisierende Wirkung rascher zunehmen wird als die Dicke der Scheibe.

c) — Durchmesser der Scheibe. — Der Durchmesser der Scheibe ist vermutlich von geringer Bedeutung, solange der Magnetpol nur einen kleinen Teil der Scheibenfläche bedeckt. Der wesentliche Faktor ist die lineare Geschwindigkeit des Metalles unter dem Pol.

d) — Lineare Geschwindigkeit. — Der Kraftaufwand nimmt natürlich mit zunehmender Geschwindigkeit zu. Andererseits nimmt auch der Gegenfluß zu und strebt φ_0 als Grenzwert zu (vgl. § **5**). Um die entmagnetisierende Wirkung bei einer gegebenen zu absorbierenden Kraftmenge möglichst klein zu machen, ist es daher am besten, einen starken magnetischen Fluß und eine geringe Geschwindigkeit anzuwenden.

e) — Größe und Gestalt der Polschuhe. — Man kann die Strombahnen als aus zwei Teilen bestehend ansehen, von denen der eine in einer radialen Richtung unter dem Pol liegt, in dem die Ströme induziert werden, und der andere aus dem übrigen Teile der Scheibe besteht, in welchem die Stromkreise vollendet werden. Wenn die Polfläche klein gegenüber der Scheibenfläche ist, so folgt, daß der erwähnte erste Teil den größten Teil des Ohmschen Widerstandes der Stromkreise enthalten wird, weil hier die Stromlinien sehr stark zusammengezogen sind. Man kann daher in erster Annäherung den Widerstand als proportional der Breite a des Pols annehmen. Wenn wir die in einer radialen Richtung (d. h. in rechtem Winkel zur Linie AB in Fig. 5) gemessene Länge des Poles mit b bezeichnen, so können wir dann für den Widerstand schreiben:

$$r = P\frac{b}{a},$$

wo P eine von der Dicke und dem Material der Scheibe abhängige Konstante ist. Die induzierte EMK. ist:

$$e = Q b B \omega,$$

wo Q eine Konstante, B die magnetische Induktion und ω die Winkelgeschwindigkeit ist. Die Stromstärke ist daher:

$$i = \frac{e}{r} = \frac{Q}{P} B \omega a.$$

Damit ist nicht notwendig gesagt, daß der Strom unter dem ganzen Pol gleichmäßig verteilt ist, sondern nur, daß die Breite der Strombahn der Polbreite proportional ist.

Die Größe des Energieaufwandes ist offenbar proportional

$$i^2 r = \frac{Q^2 B^2 \omega^2 a b}{P}.$$

Die entmagnetisierende Wirkung wird vermutlich bei einem breiten Pol (bei großem a) etwas geringer sein, weil hier eine Nacheilung um denselben Winkel das entmagnetisierende System der Stromschleifen nicht so unmittelbar unter den Pol bringen wird. Das ist der Fall bei der Dämpfungsscheibe in Wattstundenmessern, in denen neben breiten Polflächen dünne Scheiben und geringe Geschwindigkeiten benutzt werden und damit der Entmagnetisierungsfaktor auf ein Mindestmaß herabgesetzt wird.

f) — Magnetfeldstärke. — Der Energieverbrauch ändert sich wie das Quadrat der Stromdichte. Der Prozentsatz der Entmagnetisierung aus den Wirbelströmen ist bei einer und derselben Geschwindigkeit eine von der Feldstärke unabhängige Konstante. Hieraus erklärt es sich, daß die Maxima der Eichkurven in Fig. 2 alle praktisch bei derselben Geschwindigkeit auftreten, einerlei, wie groß die Stromstärke im Elektromagnet ist.

g) — Reluktanz des Magnetkreises. — Um ein „steifes" Feld zu gewährleisten, das der entmagnetisierenden Wirkung der Wirbelströme widersteht, würde es vorteilhaft sein, einen Magnetkreis mit verhältnismäßig großer Reluktanz und großer magnetomotorischer Kraft, sowie stark gesättigte Pole, anzuwenden. Eine

Verdichtung des Flusses in der näheren Umgebung des auflaufenden Polrandes könnte man durch Verbreiterung des Luftraumes auf jener Seite des Magnets oder durch Verwendung gespaltener Polschuhe, ähnlich denen im Lundellschen Generator, verringern. Durch Einschalten eines veränderlichen Luftschlitzes in den Magnetkreis ließe sich das Maximum der Eichkurve vermutlich nach rechts oder links verschieben.

h) — Anordnung der Magnetpole. — Die Magnetpole sollten vom äußeren Rande der Scheibe weit genug entfernt sein, um die magnetische Streuung um den Rand möglichst klein zu machen. Der ganze Magnet sollte eine solche Gestalt erhalten, daß die Streuung, besonders in der Nachbarschaft der Pole, vermindert wird. Diese Forderung ist beispielsweise bei den permanenten Magneten von Wattstundenmessern erfüllt. Es ist allerdings richtig, daß unsere Eichkurven (Fig. 3) keineswegs geringere Anzeichen der Entmagnetisierung aufweisen, wenn die Pole 2 cm näher an die Mitte der Scheibe herangeschoben wurden; das kommt aber daher, daß noch reichlich Gelegenheit zu magnetischer Streuung vorhanden war, und zwar infolge der Konstruktion des Magnets.

Alles in allem genommen, sehen wir also, daß es für eine maximale Energieausbeute vorteilhaft ist, kleine Magnetpole anzuwenden, während zur Verringerung der magnetischen Reaktion die Pole breit sein sollten. Das beste Kompromiß zwischen diesen widerstreitenden Faktoren läßt sich nur durch Versuche erreichen. Jedenfalls sollte das Magnetfeld so stark wie möglich sein.

Zusammenfassung.

§§ **1—2.** — Zur Messung der von einem Menschen geleisteten Arbeit ist im Nahrungsmittellaboratorium ein „Zweirad-Ergometer" in Gebrauch. Es wird eine Beschreibung dieses Instrumentes und seiner Eichung in einem großen Kalorimeter gegeben. Es ergibt sich, daß die per Umdrehung der Pedale verausgabte Wärmemenge nicht proportional mit der Geschwindigkeit zunimmt, sondern einen Höchstwert erreicht und dann abnimmt. Innerhalb des begrenzten Bereiches der für gewöhnlich angewandten Geschwindigkeiten kann man die Wärme per Umdrehung praktisch als eine konstante Größe annehmen. Die vorliegende Untersuchung wurde in erster Linie zu dem Zwecke angestellt, diese Eigentümlichkeit der Eichungsergebnisse zu erforschen.

§§ **3—5.** — Es wird die Theorie der in der Kupferscheibe des Zweirad-Ergometers induzierten Wirbelströme erörtert, und es werden Gleichungen abgeleitet, aus denen die Beziehungen zwischen dem aufgezwungenen Fluß, dem von den Wirbelströmen herrührenden Gegenfluß, der Geschwindigkeit und der Schnelligkeit der Wärmeentwicklung hervorgehen.

§§ **6—7.** — Um diese Beziehungen zu prüfen, wurde das Feld zwischen den Polen des Magnets mit einer Wismutspirale untersucht. Auf Grund der Beobachtungen wurden Kurven gezeichnet (Fig. 4), welche das Magnetfeld an verschiedenen Punkten im Luftraum und bei verschiedenen Geschwindigkeiten zeigen. Diese Kurven zeigen deutlich die durch die Drehung der Scheibe hervorgerufene Verzerrung des Feldes, sowie auch eine ausgesprochene Schwächung des Feldes bei zunehmender Geschwindigkeit.

§§ **8—9.** — Durch Messung der Flächen der Kurven hat man die Möglichkeit, die Gültigkeit der aus der Theorie abgeleiteten Gleichungen zu prüfen. Es ergibt sich, daß diese nahezu erfüllt sind, und insbesondere sieht man, daß sich keine Kurve zeichnen läßt, die sich nur auf magnetische Daten stützt und dieselbe allgemeine Gestalt hat wie die tatsächliche Eichkurve des Zweirad-Ergometers. Hierdurch ist der bündige Beweis dafür erbracht, daß die eigentümliche Gestalt der Eichkurve von der entmagnetisierenden Wirkung der Wirbelströme in der Scheibe herrührt.

§§ **10—13.** — Das von den Wirbelströmen in der Scheibe herrührende Magnetfeld wurde teilweise mit einem Kompaß untersucht. Die Verteilung der Stromlinien in der Scheibe wurde ebenfalls untersucht und die Gesamtintensität der Wirbelströme schätzungsweise ermittelt. Die Verringerung des gesamten Magnetflusses, die durch die Drehung der Scheibe verursacht wird, wurde mit einem ballistischen Galvanometer gemessen.

§ **14.** — Es wird die Schwächung besprochen, welche permanente Magnete erfahren, wenn sie relativ zu leitenden Massen bewegt werden, und zwar besonders im Hinblick auf gedämpfte astatische Nadeln und auf die permanenten Magnete in registrierenden Elektrizitätszählern.

§ **15.** — Es werden die bei der Konstruktion elektrischer Bremsen und anderer elektrischer Dämpfungsvorrichtungen zu beachtenden allgemeinen Prinzipien zusammengefaßt mit besonderer Berücksichtigung des Problems der größtmöglichen Verminderung der entmagnetisierenden Wirkung der Wirbelströme.

Nutrition Laboratory of the Carnegie Institution of Washington, Boston, Massachusetts, 19. August 1912.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 4. September 1912.)

Über die Löschwirkung des Funkens auf gekoppelte Schwingungen.

Von D. Roschansky.

1. Im folgenden versuche ich eine elementare Theorie der von M. Wien[1]) entdeckten eigentümlichen Wirkung des Funkens auf den Verlauf der gekoppelten Schwingungen, die als Stoßerregung schwach gedämpfter Schwingungen eine große praktische Bedeutung erworben hat, darzulegen. Die Erscheinung besteht im wesentlichen darin, daß zwei induktiv gekoppelte Schwingungskreise 1 und 2 aufeinander einwirken, wodurch in jedem nicht einfach gedämpfte Schwingungen, sondern mehr oder minder ausgeprägte Schwebungen auftreten, die als Resultat der Superposition je zweier Schwingungen von verschiedener Schwingungszeit aufgefaßt werden können. Ist in dem Schwingungskreise 1 eine Funkenstrecke eingeschaltet, so werden in einigen Fällen die Schwingungen in demselben unterdrückt, sobald deren Amplitude einen Minimalwert erreicht, und von diesem Moment an schwingt der Kreis 2 allein mit der ihm zukommenden Periode und Dämpfung. Die Bedingungen, unter denen diese Löschwirkung des Funkens auftritt, wurden von M. Wien festgestellt.

2. Zur Erläuterung der folgenden Betrachtungen seien einige für die Erscheinung wesentliche Eigentümlichkeiten der gekoppelten Schwingungen erwähnt.

a) Die Stromverteilung wird als quasistationär angenommen und durch L_1, C_1 und R_1 bzw. L_2, C_2 und R_2, die Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand der Kreise 1 und 2 bezeichnet; M ist der Koeffizient der gegenseitigen Induktion und $k = M : \sqrt{L_1 L_2}$ der Koppelungsfaktor, der nicht als sehr klein angenommen wird. Sind die Eigenperioden der Schwingungskreise T_1 und T_2 untereinander verschieden, so pendelt die Amplitude der gekoppelten Schwingungen zwischen Maximal- und Minimalwerten, die aber stets größer als Null sind. Im Falle der Resonanz ($T_1 = T_2$) sind die Schwebungen am stärksten ausgeprägt und die Minima der Amplitude sind nicht wesentlich von Null verschieden.

b) Die Anzahl der Schwingungen vom Anfang bis zu dem Moment, wo die Amplitude ihr erstes Minimum erreicht, ist um so kleiner, je enger die Schwingungskreise gekoppelt sind. Es kann also die Löschwirkung des Funkens bei stärkerer Koppelung schon nach wenigen Schwingungen auftreten.

3. Zur Erklärung dieser Wirkung wurde von M. Wien die geläufige Vorstellung von dem anomalen Charakter der Funkendämpfung angezogen. In dem Moment, wo die Amplitude der Schwingungen bis auf Null herabgeht, soll der Funkenwiderstand so stark anwachsen, daß die Schwingungen nicht mehr auftreten können. Auch im folgenden behält die Funkenstrecke diesen hohen Widerstand.

Diese Auffassung ist insofern unbefriedigend, als sie mit der nicht genügend präzisierten Vorstellung des Funkenwiderstandes operiert und infolgedessen keinen Leitfaden zur weiteren Erforschung der Erscheinung zu geben imstande ist. Die neueren Ergebnisse wurden demnach auf rein empirischem Wege gewonnen. Die folgenden Resultate sollen hier Erwähnung finden[1]).

a) Bei starker Koppelung sind nur sehr kurze Funken wirksam; die Amplitude der Schwingungen ist demnach sehr klein. Bei loser Koppelung können auch längere Funken und größere Schwingungsamplituden benutzt werden.

b) Eine große Rolle spielt dabei das Elektrodenmaterial. Am wirksamsten sind die Funken zwischen Silber-, Kupfer- oder Messingelektroden; Magnesiumfunken üben gar keine Wirkung aus.

4. Eine befriedigende Erklärung dieser Tatsachen läßt sich nur bei Kenntnis des Spannungsverlaufs im Funken geben. In meiner früheren Arbeit[2]) ist der allgemeine Charakter desselben dargelegt. Die Spannungskurve ist nahezu periodisch und ihre Amplitude bleibt auch bei gedämpften Schwingungen konstant. In dem Moment, wo die Stromstärke im Funken durch den Nullwert geht, wächst die Funkenspannung fast momentan bis auf etwa 400 Volt, um dann sehr schnell auf einige Zehner Volt herabzugehen. Dieser letzte Wert ist der vorherrschende normale Spannungswert des Funkens, der auch bei dem nachfolgenden Anwachsen der Stromstärke bestehen bleibt. Die außerordentlich hohe Spannung findet man nur während der Zeit, wo der Strom nahezu Null ist. Dieses Maximum, das auf der Kurve durch einen hohen feinen Zacken dargestellt ist, werde ich im folgenden mit e_0 bezeichnen. Am stärksten ist dieser eigentümliche Verlauf der Funkenspannung bei den Elektroden aus Silber, Messing, Kupfer und Eisen ausgeprägt. Die hohen Zacken fehlen dagegen bei dem Magnesiumfunken vollständig. Das Vorhandensein des Maximums e_0 reicht, wie ich im folgenden zeigen will, für die Erklärung der Löschwirkung des Funkens vollständig aus.

1) M. Wien, diese Zeitschr. **7**, 871, 1906.

1) M. Wien, diese Zeitschr. **11**, 886, 1910.
2) D. Roschansky, Ann. d. Phys. **36**, 281, 1911.

Theorie.

5. Die elektrodynamischen Bedingungen, unter denen die Schwingungen im Kreise 1 möglich sind, lassen sich folgendermaßen zusammenfassen. Es seien i_1 und V_1 bzw. i_2 und V_2 die Stromstärke und Kapazitätsspannung der Schwingungskreise 1 bzw. 2. Die Funkenspannung spielt die Rolle einer gegenelektromotorischen Kraft e im Schwingungskreise 1. Nach der Kirchhoffschen Regel erhalten wir folgendes Gleichungspaar

$$L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} + R_1 i_1 - V_1 + e = 0 \quad (1)$$

$$L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt} + R_2 i_2 - V_2 = 0. \quad (2)$$

Nehmen wir an, daß der Strom i_1 durch die Null von negativen zu positiven Werten übergeht. Die Funkenspannung erreicht dann ihren Maximalwert von e_0 im Moment, wo der Strom einen sehr kleinen positiven Wert hat. Die folgenden Betrachtungen sind aber auch auf den Fall anwendbar, wenn der Strom im entgegengesetzten Sinne den Nullwert passiert.

Durch Elimination von $\frac{di_2}{dt}$ aus (1) und (2) erhalten wir folgende Gleichung

$$L_1\left(1 - \frac{M}{L_1 L_2}\right)\frac{di_1}{dt} + R_1 i_1 - \frac{R_2 M}{L_2} i_2 - V_1 + \frac{M}{L_2} V_2 + e = 0. \quad (3)$$

Da i_1 nahezu gleich Null ist, so fällt noch das Glied $R_1 i_1$ aus. Wir betrachten jetzt das sehr kurze Zeitintervall von dem Moment, wo $i_1 = 0$ und $e = 0$ ist, bis zu dem Zeitpunkte, wo $e = e_0$ wird. Wegen der Kürze desselben können der Strom i_2 und die Kapazitätsspannungen V_1 und V_2 als konstant angesehen werden. Dagegen variiert die Größe $\frac{di_1}{dt}$ sehr schnell und zwar nimmt sie, da deren Koeffizient positiv ist, in dem Maße ab, als e anwächst. Wenn bei $e = e_0$ die Ungleichung $\frac{di_1}{dt} > 0$ besteht, so wächst die Stromstärke fortgesetzt an; die Funkenspannung fällt dabei bis auf ihren Normalwert ab, und die Schwingungen verlaufen ungehindert weiter. Wenn aber vor oder bei dem Erreichen des Maximums, d. h. bei $e \leqq e_0$, $\frac{di_1}{dt} = 0$ gefunden wird, so setzen die Schwingungen aus, da der Strom nicht weiter anwachsen kann. Dies ist eine notwendige Bedingung, damit die Löschwirkung des Funkens auftritt. Wir geben dieser Bedingung eine andere Form, indem wir setzen, daß bei $e = e_0$

$$\frac{di_1}{dt} \leqq 0 \quad (4)$$

sein soll. Unter Benutzung der Gleichung (3) erhält die Bedingung (4) folgende Form

$$\left(\frac{R_2 M}{L_2} i_2 + V_1 - \frac{M}{L_2} V_2\right)_{i_1 = 0} - e_0 \leqq 0, \quad (5)$$

wobei der Ausdruck in Klammern für das Moment, wo $i_1 = 0$ wird, zu berechnen ist.

Die Bedingung (5) läßt sich leicht physikalisch deuten. Der in Klammern eingeschlossene Ausdruck besteht aus zwei Teilen: 1. der Kapazitätsspannung V_1 und 2. der induzierten elektromotorischen Kraft, die im Schwingungskreise 1 durch die Einwirkung des Stromes i_2 im Moment, wo $\frac{di_1}{dt} = 0$ ist, hervorgerufen ist. Tatsächlich erhält man aus der Gleichung (2) durch Festsetzung $\frac{di_1}{dt} = 0$, daß

$$-M \frac{di_2}{dt} = \frac{R_2 M}{L_2} i_2 - \frac{M}{L_2} V_2. \quad (6)$$

Die Ungleichung (5) zeigt also, daß zum Auslöschen der Schwingungen das Maximum der gegenelektromotorischen Kraft im Funken größer sein muß als die Summe der Kapazitätsspannung und der induzierten elektromotorischen Kraft im Schwingungskreise 1.

Ist der Widerstand R_2 des zweiten Kreises klein, so daß das ihn enthaltende Glied gegen die übrigen vernachlässigt werden kann, so können wir schreiben

$$e_0 > \left(V_1 - \frac{M}{L_2} V_2\right)_{i_1 = 0}. \quad (7)$$

Es kann aber wohl sein, daß die Bedingung (7) nicht ausreichend ist. Wächst nämlich der zweite Teil der Ungleichung (7) in den nächstfolgenden Momenten, so kann es vorkommen, daß die Ungleichung

$$e > V_1 - \frac{M}{L_2} V_2,$$

dabei ihre Gültigkeit verliert. Eine ausreichende Bedingung finden wir aber, wenn für $-MV_2/L_2$ dessen Maximalwert eingesetzt wird.

6. Wenden wir nun diese allgemeinen Betrachtungen auf den Fall ungedämpfter Schwingungen an, wobei der Einfluß des Funkens auf den Verlauf der Schwingungen wegen der Kleinheit der normalen Funkenspannung vernachlässigt wird. Ist die Entladungsspannung im Schwingungskreise 1 gleich V_0, und die Stromstärke $(i)_{t=0} = 0$, so findet man bei Resonanz der Schwingungskreise 1 und 2, d. h. bei $\sqrt{C_1 L_1} = \sqrt{C_2 L_2}$, folgende Ausdrücke für V_1 und V_2:

$$V_1 = \frac{V_0}{2}(\cos nt + \cos n't) \qquad (8)$$

$$V_2 = \frac{V_0}{2}\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}(\cos nt - \cos n't). \qquad (9)$$

In jedem Kreise entstehen zwei Schwingungen mit den zyklischen Schwingungszahlen n und n'. Ist n_0 die Frequenz der freien Schwingungen

$$n_0 = 1 : \sqrt{C_1 L_1} = 1 : \sqrt{C_2 L_2},$$

so ist bekanntlich

$$n = \frac{n_0}{\sqrt{1+k}}, \quad n' = \frac{n_0}{\sqrt{1-k}}, \qquad (10)$$

wobei k den Koppelungsfaktor bezeichnet. Setzen wir die Ausdrücke (8) und (9) in die Ungleichung (7) ein, so finden wir, daß

$$e_0 \geq \frac{V_0}{2}[(1-k)\cos nt + (1+k)\cos n't]_{i_1=0} \qquad (11)$$

sein soll, oder

$$e_0 \geq aV_0,$$

wo a ein noch zu berechnender Zahlenfaktor ist. Am günstigsten fallen die Bedingungen aus, wenn die Amplitude der Schwingungen im Kreise 1 infolge der Schwebungen durch ihr Minimum durchgeht, nämlich wenn die beiden einfachen Schwingungen in entgegengesetzten Phasen schwingen. Dann wird ihre Phasendifferenz $n't - nt = \pi$.

Nehmen wir an, daß im Moment t', wo $i_1 = 0$ ist, die Bedingung (7) erfüllt ist, und daß durch den weiteren Verlauf der Schwingungen diese Bedingung nicht beeinträchtigt wird. Dann bleibt die Stromstärke i_1 gleich Null und der Kreis 2 schwingt ohne Einwirkung des Kreises 1. Die Amplitude A dieser Schwingungen bleibt folglich konstant, und da V_1 auch ungeändert bleibt, so läßt sich jene Größe aus der Energiegleichung berechnen

$$C_1 V_1^2 + C_2 A^2 = C_1 V_0^2. \qquad (12)$$

Da V_1 klein gegen V_0 sein soll, so können wir dessen Quadrat in der Gleichung (12) vernachlässigen und finden

$$A = V_0\sqrt{C_1/C_2}.$$

Dies ist der Maximalwert von V_2 für die Zeitpunkte $t > t'$. Nach dem Vorhergesagten erhalten wir eine ausreichende Bedingung, wenn wir V_2 in der Ungleichung (7) durch diesen Maximalwert ersetzen. Es ist also, wegen der Resonanz der Kreise,

$$e_0 \geq (V_1)_{t=t'} + kV_0 = bV_0, \qquad (13)$$

wobei k der Koppelungsfaktor und b ein Zahlenfaktor ist, der größer als a ist. Unter Benutzung von (8) findet man, daß

$$e_0 \geq {}^1/_2 V_0(\cos nt + \cos n't + 2k)_{t=t'}. \qquad (14)$$

Der Zeitpunkt t' wird durch die beiden folgenden Bedingungen bestimmt: 1. es soll $i_1 = 0$ sein oder wegen der Formel (8) t' eine Wurzel der Gleichung

$$n \sin nt + n' \sin n't = 0 \qquad (15)$$

und 2. soll V_1 möglichst klein sein, oder was auf dasselbe hinauskommt $(n'-n)t'$ nahezu gleich π. Zusammenfassend können diese Bedingungen auch so ausgedrückt werden, daß t' eine Wurzel der Gleichung (15) ist, die dem Werte $t'' = \pi/(n'-n)$ am nächsten liegt.

Diese Wurzel kann leicht mit beliebiger Genauigkeit durch sukzessive Näherungen gefunden werden. Als erste Näherung ist $t'' = \pi/(n'-n)$ zu nehmen. In der folgenden Tabelle 1 sind die Werte von nt' für verschiedene Werte des Koppelungsfaktors k angeführt. In der dritten und vierten Spalte finden sich die zugehörigen Werte von a und b.

Tabelle 1.

k	nt'	a	b
0,025	$39\pi + 45'$	0,026	0,034
0,1	$9\pi + 41^0 35'$	0,103	0,125
0,2	$4\pi + 40^0 45'$	0,205	0,245
0,3	$3\pi - 24^0 50'$	0,301	0,343
0,4	$2\pi - 11^0 20'$	0,400	0,406
0,5	$\pi + 40^0 36'$	0,505	0,580
0,6	π	0,600	0,600
0,7	$145^0 26'$	0,702	0,77
0,8	$114^0 5'$	0,816	1,035

In der Tabelle sind nur absolute Werte von a und b angegeben. In den Fällen, wo dieselben negativ ausfallen, geht die Stromstärke i_1 von positiven zu negativen Werten über und es ist die Funkenspannung $e < 0$. Die Ungleichung (7) bleibt dabei bestehen, wenn in ihr die absoluten Werte der daselbst eingehenden Größen eingesetzt werden.

Der Faktor a ist nur unbedeutend von dem Koppelungsfaktor k verschieden. Dagegen ist b etwas größer. Da aber für alle praktisch-wichtigen Größen des Koppelungsfaktors die Differenz $b - k$ nicht bedeutend ist, so können wir bei allen Überschlagsrechnungen die einfache Formel

$$e > kV_0 \qquad (16)$$

an Stelle der Bedingungen (11) oder (14) benutzen. Die Größen nt' in der zweiten Spalte der Tab. 1 zeigen, wie groß die Anzahl der Schwingungen ist bis zu dem Zeitpunkt, wo die Schwingungen ausgelöscht werden können. Bei größeren k-Werten ist deren Anzahl sehr klein, so daß die Dämpfung der Schwingungen, wenn sie nicht außerordentlich stark ist, tatsächlich vernachlässigt werden kann. Bei kleinen Werten von k muß aber die Dämpfung berücksichtigt werden, da im Moment t' die Schwingungsamplitude im Vergleich zu ihrem Anfangswerte sehr klein werden kann.

Die Formel (16) kann folglich benutzt werden, um für jeden Wert von k die maximale Entladungsspannung oder Funkenlänge, bei denen die Löschwirkung des Funkens auftreten kann, zu berechnen. Es muß aber noch die Größe e_0 und ihre Abhängigkeit von der Funkenlänge bekannt sein. Die entsprechenden Versuche zeigen aber, daß e_0 mit der Funkenlänge nur ziemlich schwach anwächst, so daß in grober Annäherung V_0 umgekehrt proportional mit dem Faktor k angenommen werden kann. Dies Resultat erklärt die Tatsache, daß die Löschwirkung bei kleinen Funkenlängen am stärksten hervortritt, und bei Verlängerung derselben der Koppelungsfaktor verkleinert werden muß.

Versuche.

7. Die Löschwirkung des Funkens wurde auch experimentell mit Hilfe der Braunschen Röhre untersucht. Die benutzte Versuchsanordnung ist in der Fig. 1 abgebildet. Der

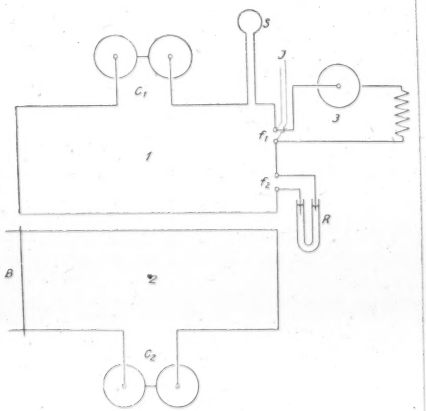


Fig. 1.

Schwingungskreis 1 war mit dem Kreise 2 induktiv gekoppelt. Seine Schwingungen werden mittels der Braunschen Röhre nach der in meinen früheren Arbeiten beschriebenen Methode untersucht[1]). Die periodischen Schwingungen der Kathodenstrahlen werden durch das magnetische Feld der Spulen hervorgerufen, die in dem Schwingungskreis 1 eingeschaltet sind. Auf dem Leuchtschirm der Braunschen Röhre entstehen dann die Stromkurven, die den Verlauf der Stromstärke i_1 ergeben. Außer subjektiven Beobachtungen wurden auch photographische Aufnahmen gemacht, von denen die typischen auf der Tafel angeführt sind.

Der Schwingungskreis 1 bestand aus zwei hintereinander geschalteten Leidener Flaschen und einem geschlossenen Drahtkreis, in dem zwei Funkenstrecken f_1 und f_2 eingeschaltet waren. Der Drahtkreis lief in einer Schleife aus, die am Ende zwei Windungen bildete, zwischen denen die Kathodenstrahlen verliefen.

Die Funkenstrecke f_1 wurde von einer 20-plattigen Influenzmaschine J gespeist; an dieselbe war auch parallel der aperiodische Kreis 3 angeschlossen, der zum Ausziehen der Schwingungskurven dient. Die Funkenelektroden waren aus Magnesium, da dieses Material den geringsten Einfluß auf den Verlauf der Schwingungen ausübt. Durch die Länge der Funkenstrecke f_1 ist auch die Amplitude V_0 der Schwingungen bestimmt.

Parallel zu der zweiten Funkenstrecke f_2 war ein großer Flüssigkeitswiderstand R geschaltet. Die Einschaltung des Funkens f_2 wirkt also auf die Schwingungen nur insofern, als deren Dämpfung vergrößert wird. Diese Anordnung erlaubt bei unveränderlicher Entladungsspannung V_0 die Funkenlänge und das Elektrodenmaterial von f_2 zu variieren und deren Einfluß auf die Schwingungen zu untersuchen.

Der Schwingungskreis 2 bestand, wie der erste, aus zwei Leidener Flaschen und einem geschlossenen Drahtkreise, dessen Länge durch die Verschiebung einer metallischen Brücke B verändert werden konnte.

Die Wellenlänge der benutzten Schwingungen war, mit einem Dönitzschen Wellenmesser gemessen, etwa 140 m; bei der Kapazität des Kreises 1, $C_1 = 900$ cm und der Selbstinduktion $L_1 = 5300$ cm. Die Kreise mußten ziemlich genau auf Resonanz abgestimmt werden.

8. Die mit dieser Versuchsanordnung erhaltenen Kurven sind auf den Fig. 2–5 (Taf. XXVIII) abgebildet. Die Kurve 1 stellt die freien Schwingungen im Kreise 1 beim ausgeschalteten Kreise 2 dar. Die Fig. 3 und 5 zeigen den Verlauf der gekoppelten Schwingungen mit verschiedener Anzahl von Schwebungen ($k = 0{,}04$ bzw. $0{,}22$). Endlich ist auf der Fig. 4 die Löschwirkung des Funkens bei $k = 0{,}04$ abgebildet, die durch die Funkenstrecke f_2 mit Silberelektroden hervorgerufen ist.

9. Die Spannungskurven des Funkens wurden auch mit Hilfe der Braunschen Röhre untersucht. Bei der Mehrzahl der Metalle findet man auf den Kurven hohe Zacken, die dem Maximum e_0 entsprechen. Bei Silber-, Kupfer-, Messing- und Eisenelektroden ist e_0 etwa gleich 400 Volt. Diese Größe wächst von etwa 350 bis 450 Volt bei Verlängerung des

1) Loc. cit.; auch diese Zeitschr. **9**, 627, 1908.

Funkens von 0,1 auf 4 mm. Bei Kadmium, Zink, Blei, Wismut und im besonderen bei Aluminium ist e_0 viel kleiner (etwa halb so groß) und ziemlich schwankend. Bei Magnesium findet man überhaupt keine Zacken mehr.

10. Im Einklang damit wurde auch die Löschwirkung bei verschiedenen Metallen gefunden. Der Magnesiumfunken vergrößert zwar die Dämpfung der Schwingungen, stört aber die Schwebungen nicht im mindesten. Fast ebenso unwirksam sind die Funken zwischen *Bi*, *Pb* und *Al*-Elektroden. Auch bei größten zuverlässigen Funkenlängen bilden sich die Schwebungen aus und werden nur zeitweise unterdrückt. *Cd* und *Zn* üben eine stärkere Löschwirkung aus; die kürzeren Funken sind zwar unwirksam, bei größerer Länge derselben werden aber die Schwebungen vollständig unterdrückt. Endlich ist die Wirkung der *Fe*, *Cu*, *Ag* und Messingfunken etwa gleich stark. Die Schwingungen werden nach dem ersten Minimum ausgelöscht, wie die Fig. 4 zeigt, und eine Funkenlänge von 0,1 mm reicht größtenteils dazu aus.

11. Vergleichen wir die Resultate der beiden letzten Abschnitte, so sehen wir, daß die Größe e_0 in der Tat einen überwiegenden Einfluß hat; in dieser Hinsicht ist der qualitative Einklang zwischen den dargelegten theoretischen Betrachtungen und den experimentellen Ergebnissen unzweifelhaft. Bei quantitativer Prüfung der Formel (16) muß aber die Dämpfung der Schwingungen berücksichtigt werden, da die Amplituden der Schwingungen im Moment t' infolge der Dämpfung ziemlich stark abgenommen haben. Die beiden einfachen Schwingungen, die in jedem Schwingungskreise erregt werden, werden bei kleinem k und nicht zu großer Dämpfung der freien Schwingungen, etwa gleich stark gedämpft. Es ist nämlich der Dämpfungsfaktor in diesem Falle etwa gleich dem Mittel der Dämpfungsfaktoren der freien Schwingungen im Kreise 1 und 2. Wir können somit die Ungleichung (16) durch die folgende ersetzen

$$e > k\, e^{-\frac{\alpha+\beta}{2}t'} V_0, \qquad (17)$$

wo α und β die Dämpfungsfaktoren der Eigenschwingungen in den Kreisen 1 und 2 bezeichnen. In dem vorliegenden Falle können wir $\alpha + \beta = 0{,}08/T$, $k = 0{,}04$, $t' = 12{,}5\,T$ und $e_0 = 400$ Volt setzen. Die Ungleichung (17) gibt dann

$$V_0 \leqq \frac{400}{0{,}04 \cdot e^{-0{,}5}} = 1650 \text{ Volt},$$

was einer Funkenlänge von etwa 5 mm entspricht.

In den Versuchen, denen die Fig. 3 und 4 entsprechen, war $f_1 = 4$ mm; doch konnte die Funkenlänge bis auf 5 mm vergrößert werden, ohne daß die Löschwirkung des Funkens f_2 abgeschwächt wurde. Damit ist aber die Grenze der zulässigen Funkenlänge gesetzt, da bei noch längeren Funkenstrecken f_1 die Schwebungen durch den zweiten Funken nicht unterdrückt werden können. Ziehen wir aber die Ungenauigkeit unserer Überschlagsrechnungen in Betracht, so kann der Einklang zwischen Versuch und Theorie als befriedigend angesehen werden.

12. Bei stärkerer Kopplung können die Schwebungen nicht so leicht unterdrückt werden. Die Löschwirkung des Funkens ist nur auf den Teilen der Kurve bemerkbar, wo die Amplitude infolge der Dämpfung stark herabgegangen ist. Bei $k = 0{,}22$ (Fig. 5) wurden durch Einschaltung des Funkens f_2 nur die letzten Schwebungen unterdrückt. Um die Schwebungen schon nach dem ersten Minimum auszulöschen, mußte die Entladungsspannung V_0 sehr stark verkleinert werden; die Funkenlänge f_1 mußte nämlich bis auf 0,2 mm herabgemindert werden. Dieses Resultat konnte auch aus der Bedingung (16) vorhergesehen werden.

Wir kommen also zu dem Schluß, daß nicht die Dämpfung der Schwingungen an sich und auch nicht dessen anomaler Charakter die Löschwirkung des Funkens bedingt, sondern das Vorhandensein der hohen Maxima der Funkenspannung, die wegen der Kürze ihrer Dauer keinen nennenswerten Einfluß auf die Dämpfung ausüben.

Jeder Kunstgriff, der dies Maximum vergrößern kann, ist für die Löschwirkung des Funkens günstig. Hierzu ist nämlich das Hintereinanderschalten mehrerer kurzer Funken von Vorteil. Auch die Wirkung der Geißlerschen Löschröhren kann wahrscheinlich auf ähnliche Weise ihre Erklärung finden.

13. Bei diesen Versuchen begegnete ich einer Erscheinung, die auf den ersten Blick mit der entwickelten Theorie in Widerspruch zu stehen scheint. Führt man nämlich die Funkenstrecke f_2 mit den Silberelektroden ein, so ist ihre Löschwirkung durch Verlängerung der Funkenstrecke f_2 etwas verstärkt. Sobald aber die Funkenlänge über 1 mm gewachsen ist, kommen die Schwebungen wieder zum Vorschein und können durch weitere Verlängerung nicht herabgedrückt werden. Wie ich aber bald feststellen konnte, ist dieser Widerspruch nur ein scheinbarer.

Da nämlich die günstigsten Bedingungen für die Löschwirkung dann auftreten, wenn die Amplitude der gekoppelten Schwingungen bis auf Null herabgeht, so kann diese Erscheinung nur

bei vollständiger Resonanz der Schwingungskreise stattfinden. Durch eine schwache Verstimmung der Kreise wird der Funken unwirksam. Es übt aber der Funken einen merkbaren Einfluß auf die Frequenz der Schwingungen aus[1]), der um so größer sein soll, je größer bei gegebenem V_0 die Funkenlänge. Die längeren Funken verändern also die Frequenz der Schwingungen in solchem Maße, daß Abstimmung der Kreise nicht mehr ausreicht und es treten dann die Schwebungen wieder auf. Die Kreise müssen aufs neue abgestimmt werden, damit die Löschwirkung des Funkens zustande kommen kann. In meinen Versuchen konnte ich mit Hilfe der verschiebbaren Brücke B die Frequenz des Kreises 2 verändern. Aus der Größe dieser Verschiebung läßt sich die Veränderung der Selbstinduktion des Drahtkreises und folglich der Periode berechnen. In meinen Versuchen fiel diese Veränderung gleich etwa 0,4—0,5 Proz. aus.

Diese Erscheinung kommt nur bei Funken mit Silber-, Kupfer-, Messing- und Eisenelektroden deutlich zum Vorschein. Bei den übrigen Metallen ist sie nur angedeutet, da wahrscheinlich die kleinere Verstimmung durch Vergrößerung von e_0 mit der Funkenlänge teilweise kompensiert wird.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Die Löschwirkung des Funkens bei gekoppelten Schwingungen läßt sich ungezwungen durch das Vorhandensein der hohen und sehr scharfen Maxima e_0 der Funkenspannung erklären.

2. Am schärfsten tritt diese Erscheinung bei denjenigen Metallen hervor, die ein höheres Maximum e_0 aufweisen, wie *Ag*, *Cu*, *Fe* und Messing. Weniger wirksam sind *Cd*, *Zn*, *Bi*, *Pb*. Keine Wirkung übt der Magnesium- und fast keine der Aluminiumfunken aus.

3. Die entwickelte Theorie ermöglicht zu jeder Größe des Koppelungsfaktors k den zugehörigen maximalen Wert der Entladungsspannung V_0, bei dem noch die Löschwirkung des Funkens zustande kommen kann, aus der Gleichung $kV_0 = e_0$ zu berechnen.

4. Die Versuche, die an Schwingungen von der Wellenlänge $\lambda = 140$ m angestellt wurden, bestätigen im allgemeinen diese Theorie.

5. Bei diesen Versuchen konnte auch die Beobachtung von M. Wien über den Einfluß des Funkens auf die Frequenz der Schwingungen, auf einem von dem seinen etwas abweichenden Wege bestätigt werden.

1) M. Wien, diese Zeitschr. 11, 282, 1910; auch 11, 1177, 1910.

Diese Resultate wurden noch im Sommer des Jahres 1911 in dem Physikalischen Laboratorium des Elektrotechnischen Instituts in Petersburg gewonnen. Da ich durch Übersiedlung in ein anderes Laboratorium an der Ausdehnung der Versuche verhindert wurde, erlaube ich mir, diese Untersuchung in der vorliegenden Form mitzuteilen.

Physikalisches Laboratorium der Universität Charkow.

(Eingegangen 26. Juli 1912.)

Über die Anfangsgeschwindigkeit der δ-Strahlen.

Von Fr. Hauser.

Belegt man von zwei einander gegenüberstehenden Elektroden die eine mit Polonium, so fließt auch im Vakuum und ohne Potentialunterschied zwischen den Elektroden ein elektrischer Strom von der einen Elektrode zur anderen, hervorgerufen durch den von den α-Teilchen und von den von beiden Elektroden ausgehenden negativen Strahlen bewirkten Ladungstransport.

Erzeugt man zwischen den Elektroden ein elektrisches Feld, so ändert sich die Größe und eventuell auch Richtung dieses Stromes mit wachsendem Spannungsunterschied zwischen den Elektroden anfangs schnell und später langsamer, um schließlich einen neuen, bei weiterer Spannungssteigerung nahezu konstant bleibenden Wert zu erreichen.

Bisher nahm man an, der hierzu nötige Spannungsunterschied sei nötig, um die schnellsten der ausgesandten negativen Strahlen zur Umkehr zu zwingen. Demgegenüber stellte Campbell[1]) in einer seiner Arbeiten über die δ-Strahlen die Hypothese auf, die höheren Spannungen seien möglicherweise nicht zur Umkehr der von der einen Elektrode mit beträchtlicher Geschwindigkeit ausgesandten, sondern nur zum Wegschaffen der von der anderen Elektrode ohne jede Anfangsgeschwindigkeit austretenden negativen Strahlen nötig.

I. Im folgenden soll zunächst untersucht werden, inwieweit diese Hypothese durch bisherige Versuche über die δ-Strahlen bestätigt wird. Dabei muß ich insbesondere Versuchsresultate, die ich anläßlich meiner Arbeit über die Selbstaufladung des Poloniums[2]) erhalten,

1) N. Campbell, Phil. Mag. **23**, 56, 1912.

2) Fr. Hauser, diese Zeitschr. **12**, 466, 1911; die Bemerkungen, welche Herr Campbell zu dieser Arbeit in dieser Zeitschr. **12**, 870, 1911 und im Phil. Mag. **23**,

damals jedoch teils nicht besprochen, teils gar nicht veröffentlicht habe, näher erörtern.

a) Die Hypothese von der Wegführung der Sekundärstrahlen durch elektrische Felder trifft, wie man unter Berücksichtigung der weiter unten zu erörternden Resultate meiner Versuche aus den Campbellschen Kurven schließen kann, bei Ruß für einen großen Teil der erzeugten Strahlen zu.

Dasselbe ist nach neueren Versuchen von Pound[1]) bei Kohle der Fall.

Die Versuche mit Ruß und Kohle zeigen, daß bei der rauhen Oberfläche dieser Materialien und wohl bei jeder rauhen Oberfläche (vgl. die Reflexion der Kathodenstrahlen!) wahrscheinlich die in ihren Vertiefungen erzeugten Sekundärstrahlen — jedenfalls je nach ihrer anfänglichen Flugrichtung — ein mehr oder weniger starkes elektrisches Feld zum Verlassen der Elektrode benötigen. Die Poundschen Versuche zeigen auch, daß in diesem Falle äußerst kräftige Felder zum Wegschaffen aller erzeugten Sekundärstrahlen nötig sind, da bei Kohle die Stromkurve abhängig von der Spannung selbst bei 1708 Volt noch anstieg.

b) Bei Messing dagegen erhielt Pound unter denselben Bedingungen zunächst ein Ansteigen der Kurve der positiven Aufladegeschwindigkeit an der der polonisierten Elektrode gegenüberliegenden bis zu einem Maximalwert und dann ein schwaches Abfallen derselben. Dieses Abfallen findet seine Erklärung darin, daß die α-Teilchen durch das elektrische Feld beschleunigt wurden, und daß nach Geiger[2]) „in jedem Punkte der Bahn die Ionisation umgekehrt proportional der Geschwindigkeit des α-Teilchens ist". Der Unterschied zwischen der Kurve für Kohle und der für Messing läßt sich zufolge der einschlägigen Versuche[3]) nicht genügend durch das verschiedene Reflexionsvermögen beider Materialien erklären; vielmehr weist er darauf hin, daß das Austreten der Sekundärstrahlen von einer glatten Metalloberfläche in anderer Weise erfolgt, als von der rauhen Kohlenoberfläche.

Zunächst zeigen schon die Resultate der zur Ermittlung der Maximalgeschwindigkeit der δ-Strahlen durchgeführten Versuche[1]) von Ewers[2]) und von mir, daß wenigstens für die von der polonisierten Elektrode ausgehenden negativen Strahlen die Spannungen, bei denen die Stromkurven sich horizontalem Verlaufe nähern, keineswegs nur zum Wegschaffen derselben nötig sind.

Wenn überhaupt stärkere Felder zum Wegschaffen auch nur eines Teiles dieser Strahlen nötig wären, dürften auch in den Fällen, in denen die Gegenelektrode so weit von der Poloniumplatte entfernt war, daß schon bei o Volt nur wenige Strahlen von ihr auf die Platte auftreffen konnten, die Kurven der positiven Selbstaufladegeschwindigkeit erst bei höheren negativen Spannungen den vollen Betrag erreichen. Das war durchaus nicht der Fall, wie Versuche von mir zeigen.

In Fig. 3 meiner oben zitierten Arbeit war das Potential der Poloniumplatte, bei dem der volle Betrag erreicht wurde: $V = -3$ Volt, und der Unterschied zwischen letzterem und der Selbstaufladegeschwindigkeit bei o Volt betrug: $u = 29$ Proz.

Bei dem auf S. 468 (diese Zeitschr. **12**, 1911) erwähnten Versuch war $V = -0{,}8$ Volt und $u = 17$ Proz., während ein anderer Versuch mit demselben Apparat $V = -1{,}2$ Volt und $u = 15$ Proz. ergab. Im Mittel war also bei diesem Apparat $V = -1{,}0$ Volt und $u = 16$ Proz.[3]).

Berücksichtigt man noch, daß bei der zur Aufnahme von Fig. 3 dienenden Versuchsanordnung ein aus angegebenen Gründen (S. 469) nicht vermeidbares schwaches remanentes Magnetfeld vorhanden war, während es bei der zu den beiden anderen Versuchen benützten Anordnung fehlte, so muß man aus diesen drei Versuchen[4]) schließen, daß die Zahl der etwa von der polonisierten Elektrode auszutreibenden Strahlen nur klein sein kann im Vergleich zu der Gesamtstrahlung, daß ferner sehr schwache Felder genügen, um sie wegzuschaffen, da selbst bei großem Elektrodenabstand die hierzu nötige Spannung sicher nicht größer als −3 Volt, wahrscheinlich kleiner als −1 Volt ist.

46, 1912 gemacht hat, beruhen auf Mißverständnissen, zu deren Berichtigung ich gleichzeitig eine Abhandlung an die vorliegende Zeitschrift eingesandt habe (diese Zeitschr. nächste Nummer).

1) V. E. Pound, Phil. Mag. **23**, 813, 1912.

2) H. Geiger, diese Zeitschr. **11**, 676, 1910.

3) H. Geiger und E. Marsden, Proc. Roy. Soc. A **82**, 495, 1909; H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A **81**, 174, 1908 und **83**, 492, 1910.

1) Sowohl die der rein magnetischen, als auch — soweit die Kurven innerhalb des beobachteten Bereiches sich asymptotisch dem Werte o und nicht einem konstanten negativen Werte nähern — die der elektrisch-magnetischen und rein elektrischen Methode.

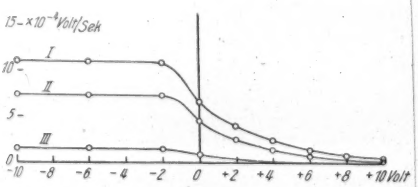
2) P. Ewers, diese Zeitschr. **7**, 148, 1906.

3) Bei diesem Apparat größtenteils auf von der Gegenelektrode kommende Strahlen zurückzuführen.

4) Die in Fig. 4 meiner Arbeit dargestellten Versuche kann man zu diesem Beweis nur deshalb nicht verwenden, da hier ein etwas stärkeres remanentes Magnetfeld als bei Aufnahme der Fig. 3 vorhanden war und infolge der anderen Gestalt des Apparates mehr Sekundär- und reflektierte Strahlen bei o Volt auftrafen.

Da es nicht wahrscheinlich ist, daß die von der polonisierten Elektrode ausgehenden Elektronen — wenigstens ausschließlich — Sekundärstrahlen sind, so läßt sich dieses Resultat nicht ohne weiteres zur Deutung der Campbellschen Kurven verwenden[1]).

Ein entsprechendes Resultat für die Austrittsstrahlen[2]) ergeben jedoch meine Versuche zur Untersuchung des Durchdringungsvermögens der δ-Strahlen. Dem Zwecke der Untersuchung entsprechend habe ich mich in meiner Arbeit auf Angabe der bei negativer Spannung erreichten vollen Selbstaufladegeschwindigkeit begnügt. Da jedoch die aufgenommenen Kurven der Selbstaufladegeschwindigkeit abhängig von der Spannung von Bedeutung in der Frage der Austreibung der Sekundärstrahlen sind, so will ich hier diejenigen wiedergeben, die sicher teils nur wenig, teils gar nicht durch die Folie durchdringende δ-Strahlen beeinflußt wurden:



Kurve I ist aufgenommen bei Bedeckung des Poloniums mit 2, Kurve II mit 10 und Kurve III mit 27 Aluminiumfolien.

Bei allen Versuchen war aus dem Apparat der Fig. 1 (loc. cit.) der Auffänger herausgenommen, so daß bei 0 Volt nur sehr wenig Sekundärstrahlen und reflektierte Strahlen auf die Poloniumplatte auftrafen. Die Kurven erreichen alle bei −2 Volt den vollen Betrag, und es ist im Mittel $u = 39$ Proz. Der größte Teil von u ist auf die Wirkung des remanenten Magnetfeldes zurückzuführen, das sich hier aus denselben Gründen wie bei Aufnahme der Fig. 3 nicht vermeiden ließ. Ohne dieses würden die Kurven von noch viel geringerer Spannung an konstant verlaufen und wäre auch u bedeutend kleiner. Daraus ergibt sich, daß ebenso wie die δ-Strahlen auch die Austrittsstrahlen, wenn vielleicht auch nicht alle, so doch in der Mehrzahl schon bei 0 Volt die Elektrode verlassen und daß etwa auszutreibende Strahlen auch hier nur eines geringen Feldes zum Austreten bedürfen. Daraus, daß bei den Campbellschen Versuchen mit einheitlichen Metallelektroden die Kurven im Gegensatz zu dem Falle, in dem die eine Elektrode berußt war, für — und + Spannung ähnlich verlaufen, ist zu schließen, daß sich bei blanken Metallelektroden die Aufprallstrahlen ebenso wie die δ- und Austrittsstrahlen verhalten. Damit ist aber erwiesen, daß bei Metallen mit glatter Oberfläche die höheren Spannungen nur zum Zurückbiegen der schnellsten ausgesandten Strahlen benötigt werden.

Wenn trotzdem bei den Versuchen Campbells mit verschiedenen Metallen als Material für die beiden Elektroden die Kurven für beide Metalle sich zu vertauschen scheinen, so ist das jedenfalls auf Reflexion zurückzuführen, wie das auch Campbell in seiner ersten Arbeit[1]) tut.

II. Es sei nunmehr zusammengestellt, was sich zufolge der unter I. erwähnten Arbeiten hinsichtlich der Größe der Anfangsgeschwindigkeit der in Betracht kommenden Strahlen aussagen läßt.

a) Zufolge der oben festgestellten Tatsache, daß bei Metallelektroden die höheren Spannungen nur zum Zurückbiegen der ausgesandten Strahlen nötig sind, läßt sich aus den mit solchen Elektroden aufgenommenen Campbellschen Kurven die untere Grenze für das der Maximalgeschwindigkeit der Sekundärstrahlen entsprechende Spannungsgefälle abschätzen. Da diese Kurven bei 8 Volt und teilweise auch bei 12 Volt noch ziemlich weit vom höchsten Stromwert entfernt sind, so läßt sich aus ihnen schließen, daß — außer vielleicht bei Aluminium und Ruß[2]) — sicher nicht weniger als 1 Proz. der ausgesandten Strahlen eine Ge-

1) Die wahrscheinlichste Erklärung für die Zusammensetzung der von der polonisierten Elektrode ausgehenden Elektronen ist wohl die, daß sie aus 3 Bestandteilen bestehen: 1. „wahren" δ-Strahlen, 2. am Polonium und 3. an der Unterlage desselben erzeugten Sekundärstrahlen. Die beiden ersten Bestandteile sind vom Material der Unterlage unabhängig und überwiegen den dritten so stark — zumal da dieser zum Teil in der Poloniumschicht absorbiert wird —, daß eventuelle vom Material abhängende Schwankungen desselben den Gesamtbetrag so wenig beeinflussen, daß er unabhängig vom Material der Unterlage erscheint. Diese Erklärung steht nicht im Widerspruch zu den Resultaten Mc Lennans und entspricht im wesentlichen der Schlußfolgerung, welche Campbell aus der großen Zahl der von der polonisierten Elektrode ausgehenden Elektronen gezogen, später aber, weil nicht bindend, zurückgenommen hat. (Die Meinung Herrn Campbells, ich habe bereits diesen Schluß gezogen, beruht auf einem Mißverständnis; ich habe mich hinsichtlich der Natur der Strahlen lediglich den Schlußfolgerungen Mc Lennans angeschlossen.)

2) Für die von Bragg und Campbell mit „emergent" und „incident" benannten Sekundärstrahlen möchte ich die deutsche Bezeichnung „Austritts"- und „Aufprall"-strahlen vorschlagen.

1) N. Campbell, Phil. Mag. **22**, 276, 1911.

2) Die Kurven, bei deren Aufnahme nur die eine Elektrode mit Ruß bedeckt war, ergeben in ihrem einen Ast die Werte, welche den bereits ohne elektrisches Feld den Ruß verlassenden Sekundärstrahlen entsprechen.

schwindigkeit besitzen, die größer ist, als einem Durchlaufen von 15—20 Volt entspricht; zumal wenn man berücksichtigt, daß die anfängliche Steilheit und das dadurch bedingte anfängliche schnelle Annähern der Kurven an den Höchstwert zum Teil schon durch die Gestalt des Apparates bedingt ist. Einen weiteren Anhaltspunkt hinsichtlich der Maximalgeschwindigkeit der Sekundärstrahlen geben meine Versuche, da sie schließen lassen, daß es — dasselbe $\frac{e}{m}$ vorausgesetzt — jedenfalls keine von α-Teilchen erzeugte Sekundärstrahlen gibt, deren Geschwindigkeit größer ist als die Maximalgeschwindigkeit der von der polonisierten Elektrode ausgesandten negativen Strahlen.

Zufolge der weiteren Feststellung, daß sicher nur sehr wenige der an Metallelektroden erzeugten Sekundärstrahlen zum Verlassen der Elektroden ein elektrisches Feld benötigen, läßt sich aus den oben erwähnten Kurven Campbells auch die Geschwindigkeitsverteilung für Gemische von Aufprall- bzw. Austrittsstrahlen mit reflektierten Strahlen unter der Annahme halbkugelförmiger Verteilung dieser Gemische und unter Berücksichtigung der Form des Apparates annähernd bestimmen. Es zeigt sich, daß diese Geschwindigkeitsverteilung, die wohl von derjenigen der Sekundärstrahlen allein nicht sehr stark abweichen wird, der Maxwellschen Kurve für die Gasmoleküle sehr ähnlich ist; daß ferner die mittlere Geschwindigkeit des Strahlengemisches nahezu unabhängig von der Geschwindigkeit der erzeugenden α-Teilchen ist, daß sie dagegen mit steigendem Atomgewicht des Elektrodenmaterials etwas wächst[1]). Es ergibt sich auch, daß die mittlere Geschwindigkeit der Strahlengemische, die wohl von der mittleren Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen nicht sehr verschieden sein wird, für die verschiedenen Materialien nur etwa 4—10 Volt und die am häufigsten vorkommende sicher nie mehr als 6 Volt entspricht. Dieses Ergebnis ist von Bedeutung mit Rücksicht auf den Schluß, zu dem die dritte Arbeit Campbells[2]) durch eine indirekte Versuchsmethode führte, daß — die Richtigkeit der Townsendschen Theorie der Stoßionisation vorausgesetzt — die Anfangsgeschwindigkeit der Sekundärstrahlen klein sein müsse gegenüber einer 20 Volt entsprechenden Geschwindigkeit. Da nämlich für diese Methode die mittlere Geschwindigkeit der Strahlen jedenfalls von größerer Bedeutung ist als ihre Maximalgeschwindigkeit, so ist das hinsichtlich der ersteren erhaltene Resultat jedenfalls imstande, den Widerspruch zu erklären, in dem der eben erwähnte Schluß zu den Ergebnissen der früheren Versuche Campbells zu stehen scheint.

b) Wie wir gesehen haben, geben die Campbellschen Versuche Anhaltspunkte hinsichtlich der Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärstrahlen; aus Fig. 3 meiner Arbeit läßt sich schließen, daß jedenfalls auch die von der polonisierten Platte ausgehenden Strahlen eine ähnliche Geschwindigkeitsverteilung besitzen.

Über die Maximalgeschwindigkeit dieser Strahlen geben die Versuche von Ewers, mir und Pound Aufschluß. Bei der Verwertung der Resultate von Ewers ist zu beachten, daß infolge eines ihm leider unterlaufenen Versehens[1]) nur sein Versuch mit Magnetfeld allein verwendbar ist.

Unter der jedenfalls zutreffenden Annahme von Ewers, daß das von ihm bestimmte Magnetfeld den unter 55° 20′ abfliegenden Strahlen entspricht[1]), erhält man unter Zugrundelegung von $\frac{e}{m} = 1{,}77 \cdot 10^7$ [E.M.E.] $v = 3{,}9 \cdot 10^8$ [cm/sec], entsprechend 42,9 Volt. Zufolge dieses Versuchs von Ewers und des zu derselben Feststellung geeignetsten meiner Versuche mit elektrischem Feld[1]) sind — allerdings nur noch in geringer Zahl — δ-Strahlen vorhanden, deren Geschwindigkeit einem Spannungsgefälle von 33—43 Volt entspricht. Diese Feststellung wird durch die bereits erwähnten Versuche von Pound mit Messingelektrode bestätigt. Es ist klar, daß bei der Spannung, bei welcher hier das Fallen[2]) der Kurve nach Erreichung des Maximalwertes beginnt, noch ebensoviele δ-Strahlen auf die Gegenelektrode auftreffen, als infolge der Beschleunigung der α-Strahlen weniger Sekundärstrahlen als bei 0 Volt an ihr erzeugt werden. Es war das nach Entfernen der anhaftenden Luftschicht bei 40 Volt der Fall (S. 836), so daß also bei 40 Volt noch einige wenige δ-Strahlen die Gegenelektrode erreichten. (Selbst bei stärkerem Abfallen der Kurve nach dem Maximum infolge gleichzeitiger Wirkung des Verschwindens der anhaftenden Gasschicht begann das Abfallen erst oberhalb

1) Ob diese Abhängigkeit auf verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten der ausgesandten Strahlen oder auf verschiedene Reflexionsfähigkeit der Elektrodenmaterialien zurückzuführen ist, läßt sich nicht ohne weiteres entscheiden.

2) N. Campbell, Phil. Mag. **23**, 462, 1912.

1) Siehe meine Entgegnung an Herrn Campbell, loc. cit.

2) Daß frühere Beobachter diese Abnahme nicht wahrgenommen haben, liegt jedenfalls an ihrer Kleinheit. Infolge dieser Kleinheit ist auch ihre Einwirkung auf die von mir aufgenommenen Kurven der Auflade- bzw. Selbstaufladegeschwindigkeit abhängig von der Spannung innerhalb des beobachteten Bereiches so geringfügig, daß sie ohne Einfluß auf das extrapolierte Endresultat ist.

19 Volt [S. 815], so daß in Anbetracht des ziemlich starken späteren Abfallens der Kurve bei 19 Volt noch eine beträchtliche Zahl von δ-Strahlen auf die Gegenelektrode auftraf.)

c) Nicht verfehlen möchte ich, wie in meiner Entgegnung an Herrn Campbell, auch hier darauf hinzuweisen, daß es nicht möglich ist, einen festen Grenzwert für die Maximalgeschwindigkeit der von den Elektroden ausgesandten negativen Strahlen zu ermitteln. Zunächst ist bei der rein elektrischen Methode zufolge der von Pound beobachteten Einwirkung der durch das elektrische Feld veranlaßten Geschwindigkeitsänderung der α-Teilchen auf die Gestalt der Kurven eine vollkommen direkte Ermittlung der zur Umkehr der schnellsten Strahlen nötigen Spannung überhaupt nicht möglich. Weiter zeigt der Verlauf der bei allen Methoden erhaltenen Kurven, da die Annäherung an die Horizontale zuerst schnell, dann aber ganz allmählich erfolgt, daß die Strahlen größter Geschwindigkeiten nur in sehr geringer Zahl vorhanden sind. Welche Geschwindigkeit daher jeweils als maximale ermittelt wird, hängt außer von der Geschwindigkeitsverteilung auch von der Empfindlichkeit der Methode ab. Die in Betracht kommenden Strahlen werden deshalb, wenn es sich um Feststellung eventueller kleiner Unterschiede handelt, wohl besser durch geeignete Ermittlung der mittleren oder der am häufigsten vorkommenden Geschwindigkeiten charakterisiert, als durch Bestimmung der Maximalgeschwindigkeiten, die solche Unterschiede nicht genau wahrnehmen läßt.

Zusammenfassung.

Eine kurze Zusammenfassung der in vorliegender Arbeit besprochenen Resultate ergibt:

1. Bei Ruß und Kohle und wohl bei jeder rauhen Oberfläche benötigt ein großer Teil der durch α-Strahlen ausgelösten Sekundärstrahlen zum Verlassen der Elektroden ein elektrisches Feld. Um auch die letzten Strahlen wegzuschaffen, ist ein sehr starkes Feld nötig.

2. Sowohl die von polonisierten glatten Metallelektroden austretenden negativen Strahlen als auch die an glatten Metallelektroden durch α-Strahlen erzeugten Austritts- und Aufprallstrahlen verlassen, wenn auch vielleicht nicht alle, so doch in der Mehrzahl schon bei 0 Volt die Elektroden. Etwa wegzutreibende Strahlen benötigen hierzu nur ein sehr schwaches Feld.

3. Die Geschwindigkeitsverteilung scheint sowohl für die von der polonisierten Elektrode ausgehenden negativen Strahlen, als auch für die Sekundärstrahlen der Maxwellschen Kurve für die Gasmoleküle ähnlich zu sein.

4. Eine genaue Festlegung der Grenzen für die Maximalgeschwindigkeit der Strahlen ist wegen der geringen Zahl der schnellsten von ihnen nicht möglich.

5. Unter den von der polonisierten Elektrode ausgesandten negativen Strahlen sind noch einige, deren Geschwindigkeit 33—43 Volt entspricht.

6. Unter den Sekundärstrahlen sind — außer vielleicht bei Aluminium und Ruß — sicher einige vorhanden, deren Geschwindigkeit 15 bis 20 Volt entspricht; doch wahrscheinlich keine mehr, deren Geschwindigkeit die der schnellsten die polonisierte Platte verlassenden negativen Strahlen übertrifft. Die mittlere Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen entspricht jedenfalls nur etwa 4—10 Volt und die am häufigsten vorkommende nie mehr als 6 Volt.

Nachträglich sei darauf hingewiesen, daß die Resultate neuerer Versuche Campbells[1]), welche er in einem nach Fertigstellung meiner vorliegenden Arbeit erschienenen Bericht über die δ-Strahlen vorläufig mitgeteilt hat, den Ergebnissen der hier besprochenen Versuche entsprechen, soweit sie für dieselben in Betracht kommen.

1) N. Campbell, Jahrbuch der Radioaktivität **9**, 419, 1912.

Erlangen, Juli 1912.

(Eingegangen 3. August 1912.)

Rechnungsapparat für die Bestimmung von thermodynamischen Temperaturen.

Von G. A. Shook.

Alle optischen Pyrometer zeigen die schwarze Körpertemperatur und nicht die thermodynamische Temperatur der heißen Körper an. Wenn der Körper aber, dessen Temperatur wir messen wollen, ein schwarzer ist, so zeigen die optischen Pyrometer die thermodynamische Temperatur an.

Wir wollen einen nach außen abgeschlossenen Hohlraum betrachten, dargestellt durch die Fig. 1.

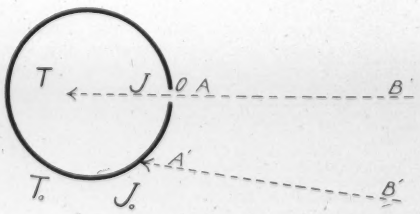


Fig. 1.

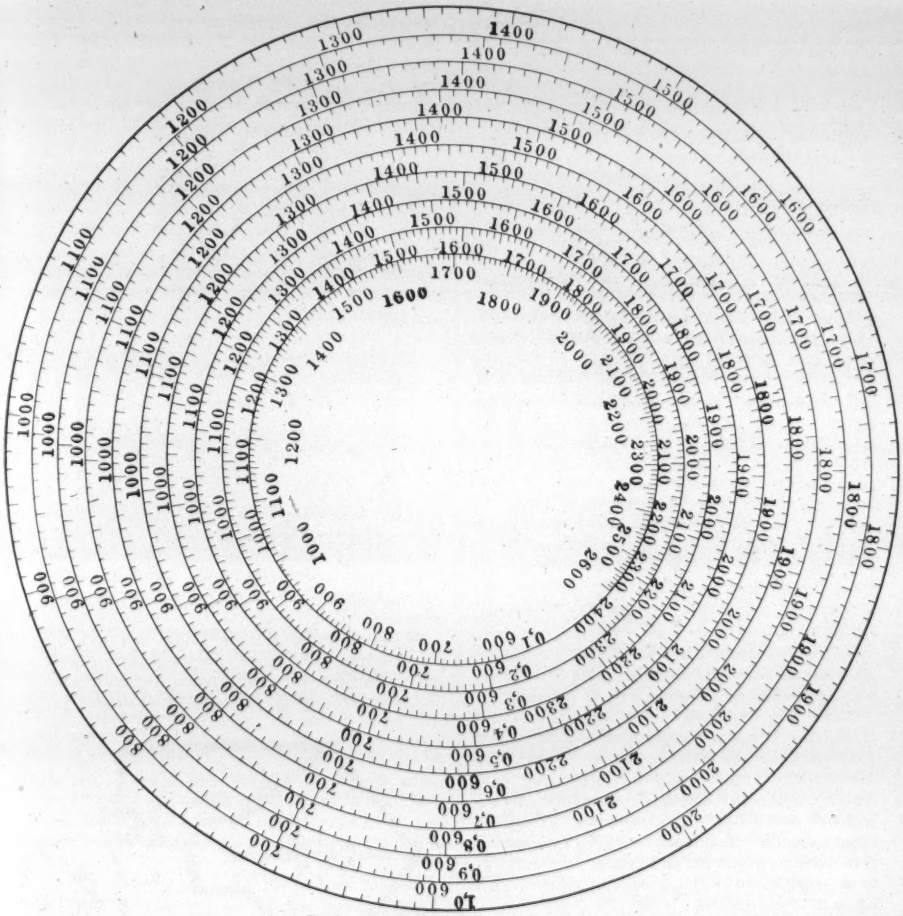


Fig. 2.

Eine Seite besitzt eine kleine Öffnung O. Wenn man die Temperatur in der Richtung AB mit einem Pyrometer mißt, so zeigt es die thermodynamische Temperatur des heißen, nicht schwarzen Körpers an. Wenn man aber die Temperatur in der Richtung $A'B'$ mißt, so gibt das Pyrometer die schwarze Körpertemperatur der Oberfläche.

Es bezeichne T die innere Temperatur des Hohlraumes, I dessen Intensität der Strahlung, I_0 die Intensität der Strahlung von der äußeren Seite und T_0 die scheinbare Temperatur; ferner T die thermodynamische Temperatur des Körpers und T_0 die schwarze Körpertemperatur.

Das Verteilungsgesetz von Wien lautet:

$$I = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \qquad (1)$$

oder

$$\log I = K_1 - K_2 \frac{1}{T}, \qquad (2)$$

wenn

$$K_1 = C_1 \lambda^{-5}$$

und

$$K_2 = \frac{C_2}{\lambda}.$$

Für die heiße Oberfläche nun können wir setzen

$$\log I_0 = K_1 - K_2 \frac{1}{T_0} \qquad (3)$$

und

$$\log I = K_1 - K_2 \frac{1}{T}. \qquad (4)$$

Daher

$$\log \frac{I_0}{I} = K_1 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right). \qquad (5)$$

$\frac{I_0}{I}$ aber ist das Verhältnis des Emissionsvermögens eines Körpers zu dem Emissionsvermögen eines schwarzen Körpers bei derselben Temperatur: oder $\frac{I_0}{I}$ ist das relative Emissionsvermögen.

Die Bedingung des Temperaturgleichgewichts führt zu dem folgenden Kirchhoffschen Gesetz zwischen Emission und Absorption:

$$e = a.$$

Daher

$$\frac{I_0}{I} = a = e.$$

Nun können wir die Gleichung (5) in der Form schreiben

$$\frac{\log a}{K_2} = \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}. \qquad (6)$$

Wir können demnach die thermodynamische Temperatur eines glühenden Körpers bestimmen, wenn wir sein Emissionsvermögen kennen.

Eine Rechenscheibe zum Bestimmen von thermodynamischen Temperaturen ist in Fig. 2 dargestellt. Der äußerste Kreis enthält die Temperaturen des schwarzen Körpers von 600° bis 2000°; das Emissionsvermögen dieses Körpers = 1. Die folgenden Kreise geben die entsprechende thermodynamische Temperatur von Körpern an, deren Emissions- oder Absorptionsvermögen bzw. gleich ist 0,9, 0,8 ..... bis 0,1.

Die Temperaturen der Rechenscheibe, Fig. 2, sind vermittels Gleichung (6) bestimmt für eine Wellenlänge von 0,65 μ. Wenn man die thermodynamische Temperatur irgendeines heißen Körpers bestimmen will, so muß man sein Emissionsvermögen kennen. Die schwarze Körpertemperatur eines glühenden Körpers sei z. B. 1300°, gemessen mit dem Pyrometer; das Emissionsvermögen desselben Körpers sei 0,4. Dann verbindet man das Zentrum der Kreise mit dem Punkte 1300° des äußersten Kreises und liest auf dem Kreise mit dem Index 0,4 die wahre oder thermodynamische Temperatur 1412° des zu messenden Körpers ab. Die Tabelle gibt das Emissionsvermögen einiger Metalle für eine Wellenlänge von 0,65 μ, welche meistens in optischen Pyrometern verwendet wird.

Tabelle.

Metalle	Emissionsvermögen
Ag . . .	0,067
Au . . .	0.117
Cu (fest) .	0,13
Cu (flüssig)	0.175
Rh . . .	0,22
Ni . . .	0.33
Pt . . .	0.335
Pd . . .	0,335
Fe . . .	0,415
W . . .	0,475
Ta . . .	0,50

(Eingegangen 14. August 1912.)

Über das Optophon.

Von Edmund E. Fournier d'Albe.

Den Namen „Optophon" schlage ich vor, einem Apparat beizulegen, welcher Licht mittels elektrischer Effekte in Schall umsetzt, und auf diese Weise vollständig Blinde befähigt, Dasein und Intensität des Lichtes durch das Ohr wahrzunehmen.

Einen solchen Apparat habe ich auf folgende Weise angefertigt: Zwei Selenzellen (oder „Selenbrücken", wie sie neuerdings etwas treffender benannt werden) *Se*, *Se* (Fig. 1) werden mit

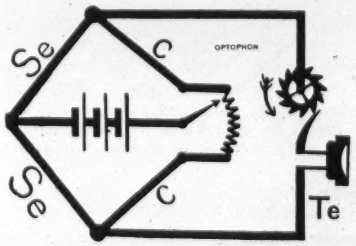


Fig. 1.

zwei variablen Graphitwiderständen *CC*, einer Batterie und einem Telephon *Te* zu einem Wheatstoneschen Brückennetz vereinigt. Zwischen den einen Pol der Batterie und die Graphitwiderstände ist ein beweglicher Kontaktgriff eingeschaltet, welcher es ermöglicht, mittels eines Manganinrheostaten den Telephonstrom auf Null abzugleichen. Der Telephonstrom wird durch ein Uhrwerk etwa 10mal pro Sekunde unter-

brochen, und dadurch im Telephon hörbar gemacht.

Fällt nun Licht auf eine der Selenzellen, so vernimmt man ein Summen im Telephon, dessen Kraft die auffallende Lichtstärke andeutet. Dieses wäre auch der Fall, wenn an Stelle der dunklen Selenzelle ein konstanter Widerstand gesetzt wäre. Aber die Differentialschaltung hat den Vorteil, daß das Instrument auch bei veränderter Totalbelichtung für Lichtkontraste empfindlich bleibt, ohne daß eine neue Einstellung des Rheostaten nötig wäre.

Die Selen-, Graphit- und Manganinwiderstände mitsamt der Batterie und dem Uhrwerk sind, um den Apparat handlich zu machen, in ein 25 cm langes Kästchen (Fig. 2) eingebaut,

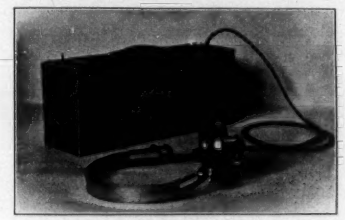


Fig. 2.

welches vorn mit einem Irisdiaphragma versehen ist, und aus dem der Rheostatenschalter durch einen Schlitz hervorragt. Das Telephon wird in üblicher Weise auf dem Kopf getragen. Die Selenwiderstände befinden sich 10 cm hinter der Öffnung.

Was die letzteren betrifft, so sind sie an anderer Stelle[1]) von mir beschrieben worden. Sie haben Widerstände von 1000 bis 2000 Ohm, und sind somit dem Telephon, welches der drahtlosen Telegraphie entlehnt ist, besonders angepaßt.

Die Batterie ist, wiederum aus Handlichkeitsrücksichten, auf eine kleine E.M.K. herabgesetzt, welche gewöhnlich nur 4 Volt beträgt. Der Telephonstrom im durchschnittlichen (englischen) Tageslicht ist etwa 0,1 Milliampere, und da das Telephon empfindlich genug ist, um einen Strom von 0,1 Mikroampere hörbar zu machen, so genügt die Empfindlichkeit des Optophons vollständig, um die helleren Lichtkontraste der Gegenstände bei Tagesbeleuchtung dem Ohr wahrnehmbar zu machen, während bei Nacht Kerzen-, Öl- und Gasflammen auch auf 20 m Entfernung mit Sicherheit von Blinden lokalisiert werden können. Die von dem Royal Blind Institution zu Birmingham angestellten Prüfungen haben ergeben, daß gänzlich Erblindete die Umrisse von Fenstern und auch von Personen, deren Kleidung einen scharfen Kontrast gegen den Hintergrund zeigt, mittels des Optophons mit Sicherheit wahrnehmen können.

Birmingham, Phys. Instit. der Universität.

(Eingegangen 17. August 1912.)

1) Proc. of the Roy. Soc. A **86**, 454, 1912.

Über eine neue Form des Fontaktoskops.

Von W. Hammer.

Engler und Sieveking[1]) haben das Verdienst, die Schüttelmethode zur Ermittelung des Emanationsgehaltes von Quellwässern eingeführt und einen sehr einfachen Apparat angegeben zu haben, der wegen seiner Vorteile für Untersuchungen im Gelände viel verwandt wird: In eine große Blechflasche, die mit einem Gummistopfen verschlossen ist, wird ein gewisses Quantum des zu untersuchenden Wassers eingeführt und geschüttelt, dann wird der Stopfen entfernt und das Elektroskop aufgesetzt, dessen Zerstreuungskörper in das Schüttelgefäß taucht.

Diese Anordnung ist, wie ich glaube, noch in zwei Richtungen verbesserungsfähig: Bei der geschilderten Anordnung bedarf man eines Spezialelektroskops mit nach unten hängendem Zerstreuungskörper, ferner geht beim Eintauchen des Zerstreuungskörpers ein unberechenbarer Teil der emanationshaltigen Luft verloren. Letzteren Fehler beseitigten Mache und Meyer[2]) mit ihrem Fontaktometer dadurch, daß sie den Zerstreuungskörper dauernd im Schüttelgefäß beließen und seinen Schaft als konische Dichtung ausbildeten. Nach dem Schütteln wurde dieser Schaft am Blättchenträger des Elektroskops befestigt und mit demselben zusammen gehoben. Diese Anordnung bedingt aber eine weitere Komplikation und Verteuerung des Spezialelektroskops.

Ich habe das Schüttelgefäß so umgestaltet, daß man bei völliger Abdichtung ohne Emanationsverlust bei bequemer Handhabung ein beliebiges Elektroskop zur Messung verwenden kann.

Das Gefäß hat die in Fig. 1 angegebene Form. Unten in den etwa 10 l haltenden Blechzylinder ist ein Kegelstumpf eingelötet. Der ringförmige Raum zwischen dem Zylindermantel und diesem Kegelstumpf faßt etwa 1 l. In die obere Öffnung des Kegelstumpfes ist ein kurzes

1) E. Engler u. H. Sieveking, Zeitschrift für Instrumentenkunde 1905.

2) H. Mache u. St. Meyer, Zeitschrift für Instrumentenkunde 1909, S. 15.

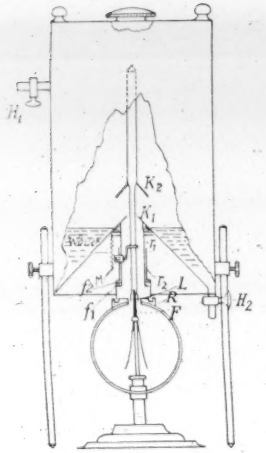


Fig. 1.

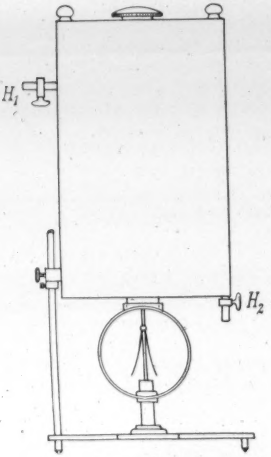


Fig. 2.

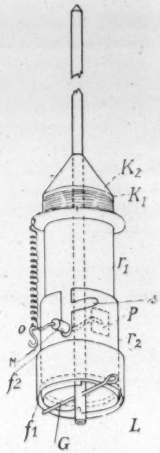


Fig. 3.

Messingrohrstück mit Innengewinde eingelötet, das unten einen kleinen Flansch trägt. In das Gewinde wird ein Messingrohr S_1 geschraubt, das dicht unter dem Gewinde einen Flansch besitzt; oben ist es von einem genau gearbeiteten Konus K_1 verschlossen, dessen obere Öffnung etwa 2 cm Durchmesser hat.

Die Gestalt des Rohres ist im übrigen aus Fig. 1 und 3 ersichtlich.

Am Schafte des Zerstreuungskörpers ist der Konus K_2 angebracht, der genau auf K_1 paßt. Dicht über seinem unteren Ende besitzt der Schaft eine Querbohrung, durch die der Stift S gesteckt ist. Da der untere Rand des Rohres r_1 schraubenartig ausgebildet ist, so zwingt eine Vierteldrehung des Schaftes L die beiden Konusse K_1 und K_2 fest aufeinander, so daß das Gefäß wasserdicht verschlossen ist. Man füllt ein abgemessenes Quantum des zu untersuchenden Wassers durch den Hahn H_2 ein, wobei H_1 zum Entlüften geöffnet wird. Dann werden die Hähne geschlossen und das Gefäß energisch einige Minuten geschüttelt; das Wasser sammelt sich nachher in dem unteren ringförmigen Raum des Blechgefäßes. Besonders bei kohlensäurehaltigen Quellen tritt nach dem Schütteln ein Überdruck ein, man gleicht denselben durch Öffnen von H_2 und Abfließenlassen von Wasser aus. Man entfernt jetzt den Stift S und setzt das Gefäß so über das Elektroskop, daß der im Blättchenträger befestigte Stift F in die untere Längsbohrung des Schaftes L dringt. Dadurch hebt sich der Zerstreuungskörper von dem Konus K_1 ab und steht frei isoliert auf dem Blättchenträger.

Auf den Hals des Elektroskops wird ein Ring R geschoben, in den eine Rinne gedreht ist. Zieht man nun das Rohrstück r_2, das sich teleskopartig auf r_1 verschiebt, so weit herunter, daß sein unterer Rand auf dem Boden der Rinne aufsitzt, so wird erstens die relative Lage von Elektroskop und Zerstreuungsgefäß fixiert, damit der Schaft des Zerstreuungskörpers keinen Kurzschluß machen kann und zweitens ein Entweichen der emanationshaltigen Luft weitgehend verhindert.

Im Rohre r_1 sitzt gut isoliert ein drehbarer doppelter Kniehebel, der zur Ladung des Elektroskops dient. Zieht man die Öse O herunter, so berührt er den Schaft des Zerstreuungskörpers, beim Loslassen drückt ihn eine Spiralfeder gegen ein innen an das Rohr r_1 geklebtes Stück Papier p. Durch dieses kann sich der isolierte Hebel hinreichend schnell entladen, so daß eine störende Influenzwirkung einer Restladung vermieden ist. Andererseits verhindert das schlechtleitende Papier einen vollständigen Kurzschluß der Ladequelle.

Wie erwähnt, ist ein Herausdiffundieren der emanationshaltigen Luft sehr erschwert. Man kann aber die Abdichtung noch dadurch erhöhen, daß man in die Rinne etwas Quecksilber gießt. Aus demselben Grunde ist auch unten an r_1 ein Flansch f_1 mit Dichtungsring angebracht. Das verschiebbare Rohr r_2 wird dann so gedreht, daß die Metallhülse M, in der sich das Isolationsstück des Ladungshebels befindet,

in den schrägen Schlitz s (Fig. 3) tritt. Durch diese bajonettverschlußartige Anordnung wird der Flansch f_2 des Rohres r_2 auf den Dichtungsring von f_1 gepreßt, so daß die beiden Rohre luftdicht miteinander verbunden sind. Diese vollständige Abdichtung, welche für einfache Bestimmungen des Emanationsgehaltes überflüssig ist, ermöglicht mit dem Apparat auch Messungen der Zerfallskonstante vorzunehmen und somit die Art der Emanation festzustellen. In letzterem Falle muß man auch noch dafür sorgen, daß das verwendete Elektroskop selbst dicht ist.

Auf dem Deckel des Schüttelgefäßes sitzt eine abschraubbare Verschlußkappe, welche gewölbt ist, um Tropfenbildung über dem Zerstreuungskörper zu vermeiden. Diese Öffnung am Deckel dient zum gründlichen Reinigen des Gefäßes, z. B. nach Verwendung schlammhaltiger Wässer und außerdem zur Einführung aktivierter Drähte oder anderer fester Substanzen (Quellsinter). An der Verschlußkappe ist eine Befestigungsvorrichtung für die Halter derartiger Gegenstände vorgesehen.

Der wesentlichste Vorzug dieser Form des Schüttelgefäßes ist, daß jedes Elektroskop der gangbaren Typen mit ihm verwendet werden kann. Es ist lediglich ein Verpassen des Stiftes F in den Blättchenträger und des Ringes mit der Rinne auf den Hals des Elektroskops notwendig. Bei den in den meisten physikalischen Sammlungen vorhandenen Elektroskopen von Günther & Tegetmeyer befindet sich vielfach an dem Fußgestell ein Stab zur Befestigung des Schutzzylinders bzw. läßt ein solcher Halter sich leicht anbringen. In diesem Falle kann das Schüttelgefäß ohne weiteres aufgesetzt werden (Fig. 2), sonst erhält dasselbe drei verstellbare Beine (Fig. 1). Das Instrument ist, abgesehen von der guten Abdichtung, auch deshalb zu genauen Messungen verwendbar, weil bei seiner Konstruktion Substanzen, die die Emanation absorbieren, wie Gummistopfen oder Schläuche, Fettdichtungen u. dgl. vermieden sind.

Auf die Wichtigkeit dieser Vorsichtsmaßregel ist neuerdings[1]) verschiedentlich hingewiesen worden.

Dieses gesetzlich geschützte Schüttelgefäß ist vom Mechaniker J. Weiß, Freiburg i. B., Salzgasse auch in geeichtem Zustande zu beziehen.

1) A. Engler u. H. Sieveking, Radium in Biologie und Heilkunde. Bd. I, 1912, Heft 10/11.

(Eingegangen 8. Juli 1912.)

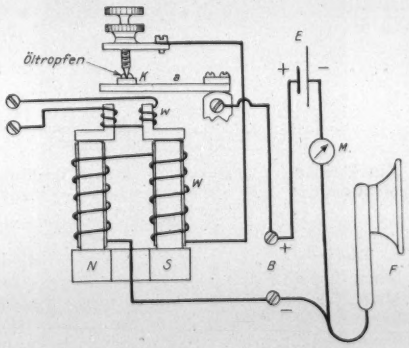
ZUSAMMENFASSENDER BERICHT.

Das Brownsche Telephonrelais[1]).

Von K. W. Wagner.

Seit längerer Zeit bemühen sich die Fernsprechtechniker um die Herstellung eines Fernsprechrelais, also einer Vorrichtung, die imstande ist, die am fernen Ende eines langen Leitungsstückes ankommenden schwachen Fernsprechströme zu verstärken, so daß sie über ein zweites langes Leitungsstück weitergesandt werden können. Bekanntlich ist das entsprechende Problem in der Telegraphentechnik längst gelöst. Dort ist aber die Aufgabe auch weit einfacher: die Telegraphierzeichen setzen sich bekanntlich aus einfachen Stromstößen zusammen, und daher kommt es nur darauf an, daß jeder dieser Stromstöße am empfangenden Ende der Leitung überhaupt, und zwar mit genügender Stärke, eintrifft: seine Form ist dabei ziemlich gleichgültig. Beim Fernsprechen soll das Relais jedoch auch die Frequenz, die Dauer, die gegenseitige Lage und womöglich noch die Form der den Sprechlauten entsprechenden Stromstöße wiedergeben. Vorweg sei erwähnt, daß eine vollständige und praktisch brauchbare Lösung dieser Aufgabe noch nicht gelungen ist.

Einen sehr bemerkenswerten, und in gewisser Hinsicht auch praktisch wertvollen Ver-



such einer Lösung stellt das Telephonrelais von S. G. Brown dar, das in obiger Figur schematisch wiedergegeben ist. Die zu verstärkenden Ströme durchfließen über die Klemmen A eine Wick-

1) Vgl. „The Electrician" **65**, 139, 1910.

lung w aus vielen Windungen von dünnem Drahte. Diese befindet sich auf den winkelförmigen Ansätzen der Polschuhe eines Dauermagneten NS. Auf den aus weichem Eisen hergestellten Polschuhen selbst liegt die Wicklung W eines Ortsstromkreises; sie besteht aus einer geringeren Zahl von Windungen aus dickerem Drahte und ist auf ein Kupferrohr aufgewickelt. Es wird so erreicht, daß die magnetische Wirkung der in der Wicklung W fließenden verstärkten Ströme durch die im Kupferrohr entstehenden Wirbelströme aufgehoben wird, und daß somit die magnetische Wirkung der zu verstärkenden Ströme in der Wicklung w durch die Wirkung der Ströme in der Wicklung W nicht beeinträchtigt wird. Die Wicklung W liegt in Reihenschaltung mit dem Mikrophonkontakt K, einem Strommesser M und einem Fernhörer F (Widerstand etwa 40 Ohm) an einem Trockenelement E. Die Kontaktstücke des Mikrophonkontaktes K bestehen aus einer Osmium-Iridiumlegierung; das obere bildet die Spitze einer sehr feingängigen Regulierschraube; das untere hat die Form eines Plättchens und sitzt auf einem etwa 1 cm breiten Anker a.

Die Einstellung des Apparates geht so vor sich: Nachdem man die gut gereinigten Kontakte zur Berührung gebracht hat, wird der Kontaktdruck mittels der Regulierschraube so weit vermindert, bis der Anker a wie bei einem Selbstunterbrecher eben zu schwingen beginnt; dann wird ein kleiner Tropfen feinen Öles zwischen die Kontaktstücke gebracht. Wenn man dies mit der nötigen Vorsicht getan hat, so hört das Schwingen des Ankers auf, der Apparat ist zum Gebrauch bereit.

Er wirkt dann folgendermaßen: Der Kontakt K befindet sich infolge seiner Einstellung nahezu in einem labilen Gleichgewichte; es sind also nur äußerst geringe Kräfte erforderlich, um den Kontakt und damit die Stromstärke im Ortsstromkreise in weiten Grenzen zu ändern; die Verhältnisse sind so gewählt, daß bei der günstigsten Einstellung des Mikrophonkontaktes sein Widerstand etwa ebenso groß ist, wie der übrige Widerstand des Ortskreises. Die schwachen magnetischen Wirkungen der in der Spule w fließenden Fernsprechströme ergeben somit starke Schwankungen der Stromstärke im Ortsstromkreise; diese werden im Fernsprecher F wahrnehmbar. Die äußerst empfindliche Einstellung des Kontaktes K bringt es mit sich, daß dieser vor fremden Einflüssen, Erschütterungen u. dgl., geschützt werden muß; so mußte z. B. die ursprünglich angewandte Befestigung des unteren Kontaktplättchens an einer Fernsprechmembran (statt an dem Anker a) verlassen werden, weil die Schallwellen benachbarter Geräusche, die die Membran trafen, im Fernsprecher F ebenfalls verstärkt wahrgenommen wurden.

Auch jetzt noch ist, nach den Erfahrungen des Berichterstatters, die hochempfindliche Einstellung des Kontaktes zugleich der wunde Punkt des Apparates. Es scheint nicht möglich zu sein, eine Einstellung, bei welcher sich eine einigermaßen beträchtliche Verstärkung der Sprechströme ergibt, auch nur für die Dauer eines kurzen Gespräches aufrecht zu erhalten; entweder sinkt die Verstärkung unvermutet, oder der Anker beginnt wie ein Selbstunterbrecher zu schwingen. Besser bewährt hat sich das Relais zur Verstärkung einfacher Töne, z. B. für die drahtlose Telegraphie mit tönenden Funken. Ein im praktischen Betriebe brauchbares Fernsprechrelais ist jedenfalls der Brownsche Apparat in seiner heutigen Gestalt noch nicht.

(Eingegangen 8. März 1912.)

PHYSIKALISCHE TECHNIK.

Ein kleiner Apparat zur objektiven Demonstration des Boyle-Mariotteschen Gesetzes.

Von P. Gehne.

Die große Anzahl der im Gebrauch befindlichen Apparate zur Demonstration des Boyle-Mariotteschen Gesetzes haben, wenn man die Versuche auf einen einigermaßen großen relativen Druckbereich ausdehnen will, unbequem große Dimensionen. Die im folgenden kurz beschriebene Vorrichtung bietet zwar nicht einen in jeder Beziehung vollkommenen Ersatz der großen Apparate, hat aber den Vorteil, bei allerkleinsten Dimensionen und minimalem Quecksilberbedarf, einen stets ohne weitere langwierige Vorbereitungen gebrauchsfertigen Demonstrationsapparat zu bilden. Er ist nach dem Prinzip des abgekürzten Barometers gebaut und zur Verwendung vor dem Projektionsapparat gedacht.

Die Einrichtung des Apparats und seine Dimensionen sind aus der Fig. 1 ersichtlich. Manometerrohr M und das horizontale, aus einer dünnen Kapillare bestehende Volumenrohr V bilden zusammen mit dem als Quecksilberreservoir dienenden Rohr D ein aus Glas ge-

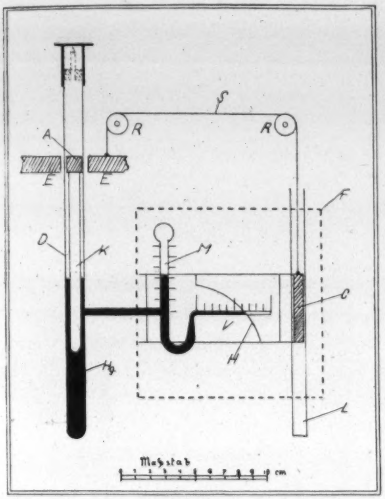


Fig. 1.

blasenes Rohrsystem. V, M und D werden im Vakuum mit Quecksilber gefüllt, M vollständig, D bis etwa zu einem Drittel und V bis auf ein kleines Luftbläschen am geschlossenen Ende. Das Rohr R enthält im Innern ein als Kolben dienendes, locker bewegliches Glasstäbchen K, das oben mit einem kleinen Eisenzylinder versehen ist. Das ganze Rohrsystem wird evakuiert und am oberen Ende von D luftdicht verschlossen. Quecksilbermenge und Größe des Luftbläschens in V sind so bemessen, daß bei vollkommen emporgehobenem Kolben K das Rohr V gerade bis zum Knick mit Luft gefüllt ist, das Quecksilber in D und M soll dann 5 bis 10 mm über dem Niveau von V stehen. Der dadurch bedingte Druck wird willkürlich mit 1 bezeichnet, ebenso das ihm entsprechende Volumen in V.

Zur bequemen Handhabung und gleichzeitig zum Schutze des Rohrsystems ist die ganze Vorrichtung in einem hölzernen Stative befestigt, so daß sich M und V in einem beiderseits durch Glasfenster geschlossenen Holzrahmen befinden (Fig. 2). (In Fig. 1 durch die punktierte Linie F angedeutet.) Auf einer an M und V dicht anliegenden Glasplatte sind ferner die willkürlichen Teilungen für Druck und Volumen angebracht. Der Apparat wird so vor einem Projektionsapparate aufgestellt, daß M und V mit ihren Quecksilberkuppen und Skalen gleichzeitig projiziert werden können.

An dem Stativ ist ferner noch ein kleiner Elektromagnet angebracht, der sich in Schlittenführung mittels Zahntriebs bequem vertikal auf- und abwärts bewegen läßt. Er greift mit seinen zylindrisch ausgebohrten Polschuhen um das Rohr D herum und wird durch einen Akkumulator erregt. Dabei zieht er den kleinen zylindrischen Eisenaufsatz von K an. Auf diese Weise läßt sich K bequem auf und ab bewegen und an jeder Stelle feststellen. Dadurch ändert

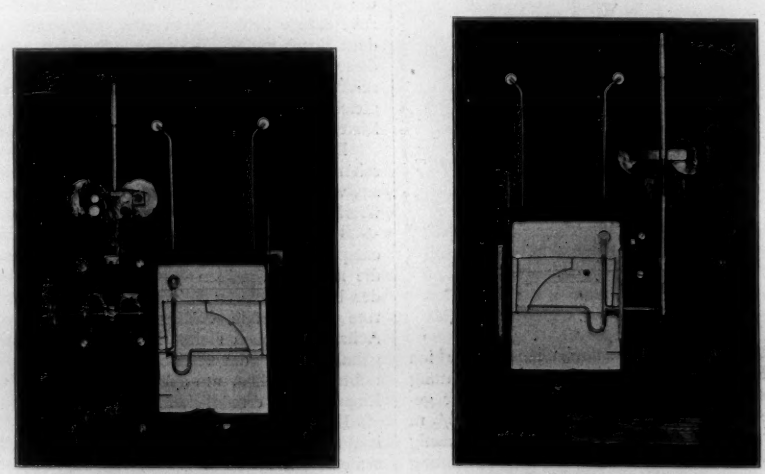


Fig. 2.

sich der in M angezeigte Quecksilberdruck und in entsprechender Weise das Volumen in V. Die Größe dieser Änderungen ist auf dem Projektionsschirm ersichtlich und ergibt durch einfache Rechnung das abzuleitende Gesetz.

Außerdem läßt sich noch eine kleine, aus Draht gebogene Hyperbelkurve anbringen, die durch Schnur S und Rollenübertragung RR mit der Bewegung des Elektromagneten zwangsläufig verbunden ist. Die Dimensionen des Rohrsystems sind so gewählt, daß sich die Kurve vertikal um den gleichen Betrag auf- und abwärts bewegt wie die Quecksilberkuppe in M, und man kann nun beobachten, wie die entsprechende Kuppe in V sich genau der Kurve entlang bewegt[1]). Um bei der Projektion aufrechte Bilder zu erhalten, ist die Anwendung eines bildumkehrenden Prismas zu empfehlen.

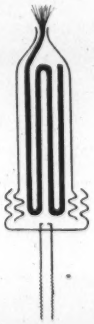
1) Der Apparat wird in etwas veränderter Gestalt von der Firma E. Leybolds Nachf. in Köln a. Rh. angefertigt und ist durch diese Firma zu beziehen.

(Eingegangen 6. Juli 1912.)

Füllbürste für Influenzmaschinen.

Von W. Hammer.

Bei längerem Arbeiten mit Starkstrom-Influenzmaschinen habe ich es als störend empfunden, daß sich die Lamettabürsten bei starker Dauerbelastung ziemlich rasch abnützen. Da der Ersatz der Pinsel bei Nichtvorhandensein



von Reservebürsten umständlich ist, habe ich eine Füllbürste konstruiert, deren Einrichtung aus der Zeichnung ersichtlich ist: In einer gepreßten Blechhülse befindet sich ein etwa $^1/_2$ m langer, verseilter Lamettastreifen zickzackartig aufgewickelt; aus der düsenförmigen Öffnung wird ein entsprechendes Stück herausgezogen. Diese Bürsten haben sich an einer großen Mercedesmaschine gut bewährt, besonders, wenn man bei ungünstiger Witterung dafür sorgen muß, daß alle Pinsel die Scheiben gut streifen, da die Maschinen sonst schlecht erregen. Ein Lamettastreifen hält jahrelang, der Ersatz durch ein Reservebündel ist sehr einfach. Diese Bürsten lassen sich an den meisten größeren Maschinen ohne weiteres anbringen.

(Eingegangen 8. Juli 1912.)

Über einen neuen Stromwender.

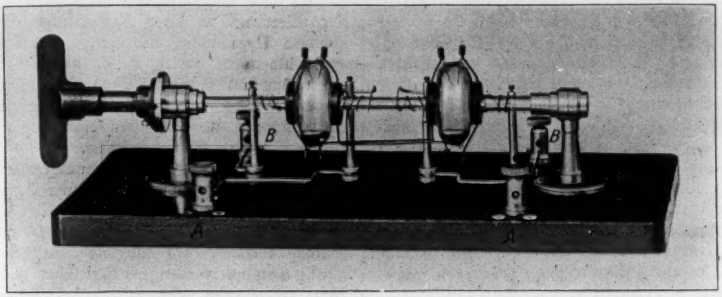
Von W. Hammer.

Bei den gewöhnlich verwendeten Stromwendern mit Kurbeln und Schleiffedern kann man nie auf gleichmäßig guten Kontakt rechnen, wie es speziell bei Widerstandsmessungen unerläßlich ist. Die Quecksilberwippen in der üblichen Form versagen ihre anfänglich guten Dienste wegen der bald eintretenden Verschmutzung des Quecksilbers und sind auch wegen der Gefahr des Verschüttens von Quecksilber unbequem. Im hiesigen Institut hat sich nun eine Art von Stromwendern gut bewährt, deren Konstruktion im wesentlichen auf einer Angabe von Dr. Gaede beruht:

Der Kontakt wird zwischen eingeschmolzenen Platindrähten von zwei Quecksilbertropfen gebildet, die sich in einem zugeschmolzenen Glasrohr befinden. Durch Drehung des Rohres wird der Strom gewendet bzw. ausgeschaltet; die Stromzuführung geschieht nicht durch unzuverlässige Schleiffedern oder dergleichen, sondern durch angelötete federnde Spiralen. Durch diese Anordnung ist ein Verschmutzen oder Verschütten des Hg ausgeschlossen und eine stets gleichbleibende Güte des Kontaktes gewährleistet.

Die Klemmen sind mit Bezeichnungen versehen, um im voraus die jeweilige Stromrichtung zu wissen, ohne sich jedesmal den Stromweg überlegen zu müssen: Verbindet man die mit $+B$ und $-B$ bezeichneten Klemmen mit den entsprechenden Polen der Stromquelle, so gelten die roten bzw. grünen $+$- und $-$-Bezeichnungen der beiden anderen Klemmen, je nachdem die rote oder grüne Hälfte des Handgriffs der Achse nach oben steht. Der rote Teil ist rauh gehalten und die Achse mit Einschnappvorrichtung versehen, um auch im Dunkeln sicheres Einstellen zu ermöglichen.

Der Apparat verträgt eine dauernde Belastung von 3 Ampere bei 72 Volt, Lamellensicherungen schützen vor Überlastung. Bei statischer Verwendung kann man damit Span-



nungen bis 1000 Volt wenden, wie ich sie z. B. zur Ablenkung von Strahlen in Vakuumröhren brauchte. Für derartige Zwecke wurde der Apparat noch mit vier weiteren eingeschmolzenen Drähten und einer fünften Klemme versehen, deren Schaltung es gestattet, bei einer Einstellung die Klemmen AA untereinander und mit der Erde zu verbinden, eine Einrichtung, die auch für andere statische Messungen von Vorteil ist. Die Klemmen sind für derartige Zwecke auf Hartgummi montiert, der Handgriff ist mit der Erdungsklemme verbunden. Ein Kasten mit Glasfenster schützt den Apparat und gestattet Einblick in seine Konstruktion.

Dieser Stromwender sowie die Füllbürste werden vom Mechaniker W. Weiß, Freiburg i. Br., Salzstraße angefertigt.

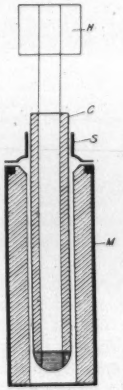
(Eingegangen 8. Juli 1912.)

Zylinderelektrophor.

Von W. Hammer.

Die Ladequellen zur Ladung von Elektroskopen bei Demonstrationsversuchen und Zerstreuungsmessungen in Gasen haben verschiedene Mängel. Geriebene Isolatoren (Siegellackstangen u. dgl.) sind bei feuchtem Wetter nicht sehr zuverlässig und gestatten nicht ohne weiteres eine genaue Dosierung der zugeführten Elektrizitätsmenge, um das Elektroskop immer auf demselben Skalenteil einstellen zu können. Die demselben Zweck dienenden Ladestäbe, Zambonisäulen usw. erfüllen diese Bedingungen auch nicht immer einwandfrei und sind relativ teuer.

Der zu beschreibende Zylinderelektrophor ist bei handlichen Dimensionen zuverlässig und ermöglicht in einfacher Weise eine Dosierung: In eine Metallhülse M ist als Elektrophorkuchen ein aus Schwefel und Paraffin nach besonderem Verfahren hergestellter Hohlzylinder eingegossen, in dessen Bohrung ein Metallzylinder C taucht, der den Elektrophordeckel vertritt. Der Handgriff H dieses Zylinders ist mit demselben Isolationsmaterial eingegossen, welches sich über das untere Ende fortsetzt, um beim Herausziehen ein Streifen am Rande der Metallhülse und damit ein versehentliches Entladen zu verhüten. Auf dem Zylinder C ist ein federnder Stellring S verschiebbar, der die Eintauchtiefe begrenzt und die Erdung besorgt. Durch diese Vorrichtung ist es möglich, die entnommene



Elektrizitätsmenge in weiten Grenzen zu variieren. Bei einer Einstellung von S kann wiederholt nahe dieselbe Menge entnommen werden, da der vorzüglich isolierende Hohlzylinder nach einmaligem Anreiben lange Zeit dieselbe Spannung behält. Als Reibzeug dient der Zylinder C selbst, um den man den Hohlzylinder mehrfach energisch dreht. Die genaue Einstellung eines Elektroskops auf einen gewünschten Skalenteil gelingt leicht, wenn man folgendes berücksichtigt: Beim Berühren des Elektroskops mit C schlägt das Blättchen zuerst schnell aus und steigt dann in einigen Sekunden noch um 2—3 Skalenteile

(dies rührt von den Kriechladungen im Dielektrikum her), so daß man bei rechtzeitigem Abheben von C das Blättchen am gewünschten Punkt zum Halten bringen kann.

Diese Elektrophore werden in zwei Größen vom Mechaniker W. Weiß, Freiburg i. B., Salzstraße, angefertigt. Die kleine (Taschen-)Type dient hauptsächlich zu Messungen im Gelände und ist mit Schutzhülse 9 cm lang bei 2,5 cm Durchmesser. Sie gibt eine gute Leistung bei Körpertemperatur, wie sie sich beim Tragen in der Tasche von selbst herstellt. Bei verminderter Leistung genügt leichtes Erwärmen von C mit einem Streichholz.

Die große Ausführung von 3,8 cm Durchmesser und 40 cm Länge eignet sich für elektrostatische Vorlesungsversuche aller Art, speziell mit großen Elektroskopen und Braunschen Elektrometern bis zu Spannungen von 6000 Volt.

Auch bei diesem Typ steigert gelindes Erwärmen (in der Sonne oder über offener Flamme) die Leistungsfähigkeit erheblich, ohne daß durch diese Behandlung, wie bei Hartgummi, das Isolationsvermögen leidet. Noch vorteilhafter wirkt energisches Ausreiben mit einem beigefügten Wischer (Holzstab mit Filzüberzug), den man vorher erwärmt.

(Eingegangen 16. August 1912.)

Einfaches Psychrometer.

Von v. Heygendorff.

Zur Ermittlung der Luftfeuchtigkeit dient im allgemeinen das Haarhygrometer. Dieses gibt es in den verschiedensten Formen und sind wohl hier die bekanntesten die guten Lambrechtschen Instrumente.

Immerhin ist es bei exakten Arbeiten ab und zu aber nötig, diese Haarhygrometer auf ihren richtigen Gang zu prüfen und geschieht dies am zweckmäßigsten mit den Psychrometern oder Kondensations-Hygrometern.

Hieraus erhellt schon, daß ein Psychrometer ein noch zuverlässigerer Apparat sein muß wie die Hygrometer, daß es also für genaue Messungen der Luftfeuchtigkeit anzuwenden wäre. Für diese Messungen könnte man daher also der allerdings in ihrer Anwendung recht bequemen Hygrometer entraten, deren Preis ein immerhin nicht niedriger ist, wenn man über jenen Apparat verfügt. Doch auch diese Psychrometer sind verhältnismäßig teuer und soll im folgenden in Kürze ein leicht zugänglicher Ersatz für sie erläutert werden.

Das Prinzip des Psychrometerersatzes ist dasselbe wie bei den vorhandenen Apparaten, das Beschlagen blanken Metalls.

Wohl so mancher ist im Besitze eines silbernen Bechers, wie sie als Taufgeschenke häufig geboten werden, verfügt über einen solchen aus Kupfer oder Zinn, oder hat schließlich einen Aschenbecher in Form einer kupfernen oder andersmetalligen Schale im Gebrauch — kurz —, ein Behältnis aus gut leitendem Metall, das möglichst blank sein muß bzw. so hergestellt werden kann.

In dieses gebe man Wasser, das noch wärmer ist als der zu erwartende Taupunkt und hierzu Salmiak. Nachdem man vorher auf einem zuverlässigen Thermometer die Lufttemperatur abgelesen hat, rühre man unter Beobachtung der blanken Metallgefäßwände mit diesem die Flüssigkeit um. Sobald die Wände leicht beschlagen, liest man auf dem Thermometer abermals die Temperatur ab und erhält so den gesuchten Taupunkt.

Aus den bekannten Tabellen ersieht man nun die Sättigungsgrade der Luft bei verschiedenen Temperaturen und kann nach der Gleichung:

$$\frac{\text{Sättigungsgrad der Luft bei Taupunktstemperatur}}{\text{Sättigungsgrad der Luft bei momentaner Lufttemperatur}} = \frac{X}{100}$$

den Sättigungsgrad der Luft bei der momentanen Lufttemperatur leicht berechnen.

Versuche in dieser Art, die ich mit einem Lambrechtschen Haarhygrometer und Psychrometer sowie mit einem silbernen Becher ausführte, fielen exakt zur Befriedigung aus. Auch hier können die einzelnen Versuche wiederholt werden, indem man die Lösung sich wieder erwärmen läßt, bis der Niederschlag schwindet, und letzteren durch erneuten Zusatz von Salmiak wieder hervorruft.

(Eingegangen 30. Juli 1912.)

BESPRECHUNGEN.

Franz Neumanns gesammelte Werke. Herausgegeben von seinen Schülern. III. Band. 4. XI u. 500 S. mit 23 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1912. M. 36.—

Der erste (noch nicht erschienene) Band soll geometrische und kristallographische Arbeiten enthalten. Der zweite (1906 erschienene) Band enthält Neumanns Experimentalarbeiten auf thermischem Gebiet und optische sowie elastische Arbeiten aus der Kristallphysik. Der vorliegende dritte Band enthält die 5 Abhandlungen, die F. Neumann in dem Dezennium 1838—1848 publiziert hat.

Nummer 1 des Bandes bildet die 254 Quartseiten

umfassende grundlegende Arbeit Neumanns über die Gesetze der Doppelbrechung in komprimierten oder ungleichförmig erwärmten Körpern (1841). Neumann gab in ihr als erster eine Theorie der akzidentiellen Doppelbrechung, die bis dahin nur experimentell untersucht worden war. Abschnitt I behandelt die Doppelbrechung in homogen deformierten Körpern und zeigt, daß sie derjenigen in einem Kristall äquivalent ist, dessen zueinander senkrechte Symmetrieachsen mit den Hauptdruckachsen zusammenfallen. Abschnitt II entwickelt die Formeln des Lichtstrahlganges und der chromatischen Polarisation für den Fall ungleichförmiger Deformation und zwar unter der Annahme, daß die Differenzen der Brechungsindexe so klein sind, daß ihnen gegenüber ihre Quadrate vernachlässigt werden können. Abschnitt III leitet dann die Theorie der Farbenerscheinungen, die durchsichtige ungleichförmig erwärmte Körper im polarisierten Licht zeigen, aus der Annahme ab, daß die Temperatur auf die optischen Konstanten nicht direkt einwirkt, sondern nur vermittelst der Deformationen, welche sie im Körper erzeugt. — In der Einleitung, sowie im Anhang wird ein theoretischer Ansatz skizziert für die inneren Spannungen, welche von bleibenden Deformationen (z. B. auch infolge zu plötzlicher Erstarrung flüssigen Glases) herrühren. Teils behufs experimenteller Prüfung der Theorie, teils zur Illustration der analytischen Hilfsmittel bringt die Abhandlung zahlreiche bis ins Detail durchgearbeitete Beispiele. In den beigefügten redaktionellen Noten bespricht Prof. Voigt die Gültigkeitsgrenzen und Modifizierbarkeit einiger Grundannahmen dieser Arbeit.

Nummer 2 und 3 des Bandes bilden die beiden berühmten elektrodynamischen Arbeiten von F. Neumann (1845, 1847). In ihnen zeigte Neumann, wie man durch Einführung des Begriffes des (elektrodynamischen) Potentiales alle ponderomotorischen und elektrodynamischen Wirkungen zwischen (quasistationären) Strömen einheitlich zusammenfassen kann. Diese beiden Arbeiten gehören bekanntlich zu dem Fundament jener „kontinentalen Theorie" der Elektrodynamik, welche dank ihrer formalen Schönheit und Klarheit das Eindringen der anfangs wenig klaren Maxwellschen Theorie so nachhaltig erschwerte. Es ist äußerst instruktiv, die einzelnen Schritte dieser Abhandlungen aus dem Gesichtspunkt der späteren Theorien zu betrachten: aus dem der Zyklentheorie quasistationärer Ströme und aus dem der Elektronentheorie. C. Neumann erörtert in den redaktionellen Noten, inwieweit die Resultate dieser beiden Abhandlungen von der speziellen Wahl des „Elementargesetzes" der ponderomotorischen Wechselwirkung zweier Stromelemente abhängig sind.

Nummer 4 entwickelt einige Eigenschaften der endlichen Summen von Laplaceschen Kugelfunktionen $Y_n(\vartheta, \varphi)$ im Hinblick auf die Aufgabe der Interpolation einer Funktion von ϑ, φ durch Reihen von Kugelfunktionen.

Nummer 5 betrifft die Eigenschaften der zugeordneten Kugelfunktionen erster und zweiter Art Pmn und Qmn, die Entwicklung der durch elliptische Koordinaten dargestellten reziproken Entfernung zweier Punkte in Reihen solcher Funktionen, sowie die Anwendungen dieser Reihen auf das Problem der Magnetisierung des verlängerten und des abgeplatteten Rotationsellipsoids.

In Anbetracht der entscheidenden Rolle, die F. Neumann und seine Schule für die Entfaltung der theoretischen Physik in Deutschland spielte, bedeutet die monumentale Herausgabe seiner Abhandlungen vor allem die Erfüllung einer Ehrenpflicht. Aber auch ein rein aktuelles Interesse besitzen jetzt speziell einige Arbeiten dieses dritten Bandes. Was die beiden elektrodynamischen Arbeiten betrifft, so erhöht die gegenwärtige Revolutionierung der elektromagnetischen Theorie — insbesondere das Wiederauftauchen von Fernwirkungsvorstellungen (Ritz und Einstein) — naturgemäß wieder das Interesse für die grundlegenden Arbeiten der klassischen Theorie. Die Arbeit über die akzidentielle Doppelbrechung gewinnt neuerdings praktische Bedeutung, denn man macht bekanntlich in den Laboratorien für Festigkeitslehre in steigendem Maße von den Polarisations-Farbenerscheinungen Gebrauch, um durch direkte Beobachtungen an Glas- oder Zelluloid-Modellen Aufschlüsse über solche Spannungsverteilungen zu gewinnen, die sich nicht rechnerisch bestimmen lassen.

Man wird den Herausgebern dieses dritten Bandes — C. Neumann, W. Voigt, A. Wangerin — Dank wissen für die Einführung in den Band und die zahlreichen Noten, die das Verständnis der Arbeiten sehr erleichtern und ihre historische Würdigung ermöglichen. P. Ehrenfest.

J. M. Eder, Ausführliches Handbuch der Photographie. Bd. I, 4. Teil. Die photographischen Objektive. Dritte, gänzlich umgearbeitete und vermehrte Auflage. VII u. 329 S. mit 272 Abbildungen. gr. 8. Halle, Wilh. Knapp. 1911. Geheftet M. 12.—, gebunden M. 13.50

Die beiden ersten einleitenden Kapitel enthalten eine knappe Zusammenstellung der geometrischen Abbildungsfehler, die bei Benutzung von sphärischen Linsen und Spiegeln auftreten — dieser Abschnitt ist von A. Steinheil verfaßt — und einen interessanten Abriß über die Geschichte der photographischen Objektive. Daran schließt sich die Aufzählung und Beschreibung zahlreicher Objektive. Von sehr vielen Instrumenten werden genaue Konstruktionsdaten (Krümmungsradien, Brechungsindizes usw.) angegeben. Zahlreiche Figuren führen die verschiedenen Konstruktionen vor Augen. Weitere Kapitel behandeln die photographischen Hilfsapparate wie Spiegel, Umkehrprismen, Diaphragmen usw.

Nach dieser Darstellung, die wohl alle wesentlichen konstruierten Objektive behandelt, wendet sich der Verfasser zur Beschreibung der Prüfungsmethoden, welche zur Untersuchung eines Objektivs auf die verschiedenen Abbildungsfehler angewandt werden.

Den Schluß bildet die Darstellung der Versuche von Soret und Wood, welche direkt an das Huygenssche Prinzip und die Fresnelsche Zonenkonstruktion anknüpfend, eine photographische Abbildung herstellen.

Das Buch enthält eine große Fülle von Material; und auch der Physiker wird bei der Lektüre auf manche technische Mittel gelenkt, die für das Experimentieren, zumal in dem Gebiete der Optik, gute Dienste leisten können. E. Försterling.

Chr. v. Hofe, Fernoptik. (Wissen und Können. Band 21.) gr. 8. VI u. 160 S. mit 117 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1911. Gebunden M. 5.—

Das Buch zerfällt, wie üblich, in einen wissenschaftlichen und einen praktischen Teil. Der wissenschaftliche Teil (58 S.) bringt nichts Neues, son-

dern beschränkt sich darauf, in allgemeinverständlicher Weise, ohne Anwendung von Formeln, die optischen Grundlagen zu bieten, soweit sie zum Verständnis der Fernrohrtypen notwendig sind. Fig. 48 blieb dem Referenten unverständlich.

Im praktischen Teil liegt der Wert des Buches. Nachdem der Leser mit den einfachen Touristen- und Theatergläsern bekannt gemacht ist, werden Jagdfernrohre, astronomische und Aussichtsfernrohre besprochen. Ein sehr eingehender Abschnitt über die militärtechnischen Instrumente enthält mancherlei Neues. Die einzelnen Kapitel betreffen Periskope, Panoramafernrohre, Scheinwerfer, Signalapparate, Zielfernrohre usw. Die Entfernungsmesser werden in ca. 30 Seiten in seltener Ausführlichkeit behandelt. Interessant ist ein Schlußabsatz darüber, wie die Eigenschaften der zur Fernoptik gehörenden Instrumente praktisch geprüft werden.

Felix Jentzsch.

Lüppo-Cramer, Das latente Bild. (Enzyklopädie der Photographie. Heft 78.) gr. 8. VII u. 66 S. mit 2 in den Text gedruckten Abbildungen. Halle a. S., Wilhelm Knapp. 1911. M. 3.60

In dem vorliegenden Heftchen hat der bekannte Verfasser eine kurze Darstellung der Anschauung gegeben, zu der ihn seine langjährigen Studien über die Natur des latenten Bildes geführt haben. Seine Anschauung läßt sich dahin zusammenfassen, daß es sich bei der Einwirkung strahlender Energie auf die Silberhaloide um zwei verschiedene Vorgänge handelt: um einen physikalischen Vorgang, nämlich um eine Zerstäubung des Silberhaloids durch das Licht, und um einen chemischen Vorgang, nämlich die Reduktion des Silbersalzes. Die bei der Reduktion gebildeten Photohaloide sind nicht als chemisch wohldefinierte Substanzen (Subhaloide), sondern als kolloidale Lösungen von Silber in festem Silberhaloid aufzufassen. Im einzelnen zeigt der Verfasser, wie sich nach seiner Anschauung die Erscheinungen, die das normale latente Bild bietet, und die Umkehrungserscheinungen (die gewöhnliche Solarisation, der Herschel- und der Clayden-Effekt) deuten und erklären lassen. Lüppo-Cramer ist der wohlbegründeten Meinung, „daß nunmehr die alte Frage nach der Natur des latenten Bildes, wenn auch vielleicht noch nicht in allen Einzelheiten endgültig geklärt, so doch zum mindesten insofern ihrer Lösung erheblich näher gebracht ist, als das Problem auf eine von Dogmen und unfruchtbaren Hypothesen freie Basis gestellt ist".

Die Lektüre des mit den notwendigen Literaturangaben reichlich versehenen Büchleins kann allen Interessenten dringend empfohlen werden.

Clausthal i. H. Werner Mecklenburg.

J. Blaas, Petrographie (Gesteinskunde). Lehre von der Beschaffenheit, Lagerung, Bildung und Umbildung der Gesteine. 3., vermehrte Auflage. kl. 8. XVII u. 324 S. mit 124 in den Text gedruckten Abbildungen. Leipzig, J. J. Weber. 1912. Gebunden M. 4.50

Es ist schwer, ein Lehrbuch der Petrographie für den Laien zu schreiben, da diese Wissenschaft sich wie kaum eine zweite auf Hilfswissenschaften stützt. Vertrautheit mit geometrischer Kristallographie, Kristalloptik, anorganischer wie physikalischer Chemie sind heute unerläßliche Vorbedingungen. Setzt man das alles als bekannt voraus, so wird der Laie kaum damit einverstanden sein, andernfalls aber ist Gründlichkeit und eine weise Auswahl des zu bietenden Stoffes durchaus vonnöten, wenn das Buch nicht ungeheure Dimensionen, sondern 324 Seiten besitzen soll.

Verf. setzt geometrische Kristallographie, Isomorphie, Mischungen, Zwillingsbildung u. a. als bekannt voraus, behandelt dagegen sehr kurz Kristalloptik (einschließlich „optische Anomalien" und Zirkularpolarisation!) und beschreitet dann schnell das eigentlich petrographische Gebiet. Für jeden Gesteinstyp wird eine mittlere chemische Zusammensetzung erfunden, dann werden topische Zahl, Osanns Parameter, Beckes Dreieck, Michel Lévy-Brögers Diagramme, Mischungs- und Spaltungshypothesen, Gauverwandtschaft und Ganggefolge, Injektion und Korrosion, Zonen-Hypothese, Volumregel und Piezokontaktmetamorphose sowie eine Menge von Gesteinsarten traktiert. Ein buntes Bild, in welchem die Experimente von Vogt, Day u. a. über die Bildung von Eruptivgesteinen keinen Platz finden konnten und van't Hoffs Untersuchungen über die Entstehung von Salzgesteinen mittels einer Fußnote angedeutet werden! Johnsen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Johann Baerwald für Physik, an der Deutschen technischen Hochschule Brünn Dr. Ernst Siegel für Elektrotechnik.

Ernannt: Der Astronome adjoint am Observatoire de Paris Dr. Jean Mascart zum Direktor der Sternwarte von Lyon, der a. o. Professor an der Bergakademie Freiberg Dr. Georg Brion zum ord. Professor der Elektrotechnik ebenda, der Direktor Ignatz Moscicki in Freiburg (Schweiz) zum ord. Professor der physikalischen Chemie an der Technischen Hochschule Lemberg, der a. o. Professor an der Universität Lemberg Dr. Martin Ernst zum ord. Professor der Astronomie an derselben Hochschule, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Wien Dr. Theodor Dokulil zum a. o. Professor für geodätisches Zeichnen an derselben Hochschule, der a. o. Professor an der Universität Jena Dr. Paul Rabe zum ord. Professor für experimentelle Chemie organischer Stoffe an der Deutschen technischen Hochschule Prag, der Adjunkt an der Technischen Hochschule Wien Dr. Anton Skrabal zum a. o. Professor der analytischen und anorganischen Chemie an der Universität Graz, der Kustos am Mineralogischen Institut der Universität Warschau Sigmund Stephan Sommer zum a. o. Professor der Chemie an der Universität Lemberg, Dr. H. H. Kritzinger zum Astronomen der v. Bülowschen Sternwarte in Bothkamp (Holstein).

Berufen: Der Privatdozent für angewandte Mechanik an der Universität Göttingen Dr. Theodor v. Karman zum ord. Professor für Maschinenkunde an der ungarischen Hochschule für Bergbau und Forstwirtschaft in Schemnitz.

Preise: Dem ord. Professor der Pharmakognosie und pharmazeutischen Chemie an der Technischen Hochschule Zürich Dr. Karl Hartwich die goldene Flückiger-Medaille.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Physik an der Deutschen technischen Hochschule Brünn Dr. Erwin Lohr, sowie den Vorstehern des chemischen und physikalischen Laboratoriums der Firma F. Krupp in Essen Dr. E. Carleis und Dr. B. Strauß der Titel Professor.

Gestorben: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Kiel Dr. Georg Landsberg.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

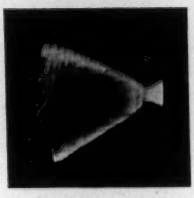


Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

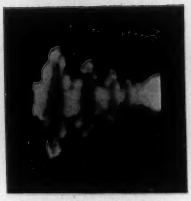


Fig. 5.